Kernspektroskopie mit Singulett-Deuteronen am Beispiel der Reaktion $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Udo Janetzki
aus Breslau

- Januar 1973 -

Kernspektroskopie mit Singulett-Deuteronen am Beispiel der Reaktion $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Udo Janetzki
aus Breslau

- Januar 1973 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Gutachter: Prof. Dr. J. A. Scheer

2. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. R. Lipperheide

Tag der Promotion: 15. Februar 1973

Inhaltsangabe

	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	3
2. Dreiteilchenreaktionen	5
2.1 Reaktionsmechanismen	5
2.2 Neutron-Proton-Endzustandswechselwirkung	7
2.2.1 Watson-Migdal-Näherung	8
2.2.2 Jost-Funktion	9
2.2.3 Endzustandsdichte-Funktion von Phillips et al.	12
2.2.4 Neutron-Proton-Streuparameter	12
2.3 Koordinatentransformation	13
3. DWBA-Methoden für die Reaktionen (^{3}He,d) und (^{3}He,$\bar{d}$)	18
3.1 Die Reaktion (^{3}He,d)	18
3.2 Die Reaktion (^{3}He,$\bar{d}$)	22
4. Experiment und Auswertung	25
4.1 Meßmethode	25
4.2 Elastische ^{3}He-Streuung	30
4.3 Die Reaktion ^{13}C(^{3}He,d)^{14}N	32
4.4. Die Reaktion ^{13}C(^{3}He,$\bar{d}$)^{14}N	32

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547615_0008

Seite

5. DWBA-Analyse der Reaktionen $^{13}C(^{3}He,d)^{14}N$ und $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$ 45

5.1 Optische Potentiale 46

5.2 Winkelverteilungen 48

5.3 Spektroskopische Faktoren 53

5.4 Zur Isospinabhängigkeit der optischen Potentiale 53

5.5 Normierungskonstante für die Reaktion $(^{3}He,\bar{d})$ 58

6. Diskussion 61

Literaturverzeichnis 63

Zusammenfassung

Bei Beschuß von ^{13}C mit ^{3}He-Teilchen der Energie 13 MeV wurden einerseits Deuteronen, andererseits koinzidente Neutronen und Protonen nachgewiesen.

Die unter dem Relativwinkel Null emittierten Neutron-Proton-Paare zeigten eine starke Phasenraumüberhöhung, die durch Endzustandswechselwirkung, überwiegend im Singulettzustand, beschrieben werden kann. Diese deshalb als "Singulett-Deuteronen" ($\bar{d}$) bezeichneten Neutron-Proton-Paare zeigen ähnliche Winkelverteilungen wie die emittierten gebundenen (Triplett-) Deuteronen. Beide konnten durch denselben DWBA-Formalismus beschrieben werden, indem lediglich für das emittierte "Teilchen" Singulett-Deuteron die Spinquantenzahl S=O eingeführt und die unterschiedliche Bindungsenergie berücksichtigt wurde.

Dieses schon von Bohne et al.[3] bei Beschuß von ^{10}B mit ^{3}He-Teilchen gefundene Phänomen wurde im vorliegenden Fall detaillierter untersucht, wobei vor allem berücksichtigt wurde: Integration über die von den Detektoren aufgespannten Raumwinkel und die Relativenergie von Neutron und Proton; Untergrund durch sequentielle Übergänge; Neutronenabsorption; Variation der DWBA-Parameter; Neutron-Proton-Wechselwirkung durch einen Streuwellenansatz.

Damit wurde nicht nur Form und relative Größe der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die drei beobachteten Endzustände im ^{14}N sehr gut wiedergegeben, sondern innerhalb von 10 % ergab sich auch die gleiche Normierungskonstante $N(^{3}He,\bar{d})$ wie aus einer erneuten Messung der Reaktion $^{10}B(^{3}He,\bar{d})^{11}C$. Ferner waren die spektroskopischen Faktoren für entsprechende Übergänge aus den Reaktionen $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$ und $^{13}C(^{3}He,d)^{14}N$ innerhalb von 10 % gleich.

Dies ist bedeutsam, weil sich der mittlere Zustand mit den Quantenzahlen S=O und T=1 von den beiden anderen durch den Isospin unterscheidet und diese Tatsache zur Erklärung von Diskrepanzen zwischen den aus den Reaktionen (d,n) und (^{3}He,d) gewonnenen spektroskopischen Faktoren herangezogen worden war[7]. Ein von Tamura[40] als Ursache vermuteter Isospin-Austauschterm im optischen Potential müßte sich auch auf die im Isospin verschiedenen Teilchen d und $\bar{d}$ auswirken. Der gegenteilige Befund spricht gegen diese Erklärung.

Einleitung

Das Studium von Dreiteilchenreaktionen hat in den letzten Jahren sowohl vom experimentellen als auch vom theoretischen Standpunkt ein stark zunehmendes Interesse gefunden. Die rasche Entwicklung der nuklearen Elektronik und der Einsatz von on-line-Computern ermöglichen es, aufwendige Koinzidenzexperimente durchzuführen, in denen die Kinematik der Dreiteilchenreaktionen eindeutig bestimmt wird.

Hierdurch und auf Grund der vielseitigen Aspekte solcher Reaktionen sind Untersuchungen von Dreiteilchenreaktionen inzwischen zu einem wichtigen Gebiet der Kernphysik geworden. In der Theorie ist es mit den Faddeev-Gleichungen und anderen damit eng verwandten Theorien gelungen, zunächst eine im Prinzip exakte Beschreibung des Dreinukleonenproblems zu geben. Bisher gibt es jedoch nur wenige numerische Rechnungen, die auf der formal exakten Dreikörpertheorie beruhen. Erst kürzlich ist es Ebenhöh[1] mit der Methode der separablen Potentiale gelungen, Experimente mit drei freien Nukleonen im Ausgangskanal in ausgezeichneter Weise zu beschreiben.

Es hat sich gezeigt, daß es in Grenzfällen genügt, für die Beschreibung von Dreiteilchenreaktionen einfache Näherungsmodelle zu verwenden.

Ein wichtiger Spezialfall hiervon ist die Emission korrelierter Neutronen und Protonen mit verschwindender Relativenergie, da hier starke Endzustandswechselwirkung vorliegt.

Da unter dieser Bedingung die Singulett-Wechselwirkung erheblich stärker als die Triplett-Wechselwirkung ist, werden solche Neutron-Proton-Paare im weiteren pauschal als Singulett-Deuteronen ($\overline{d}$) bezeichnet.

Das Auftreten von solchen Singulett-Deuteronen in direkten Kernreaktionen wurde von Cohen et al.[2] bei der pick-up-Reaktion (p,$\overline{d}$) an verschiedenen Targetkernen und von

Bohne et al.[3] bei der Strippingreaktion $^{10}B(^3He,\bar{d})^{11}C$ beobachtet.

Die Phasenraumüberhöhung durch Neutron-Proton-Endzustandswechselwirkung wurde im Fall der (p,$\bar{d}$)-Reaktion durch die Endzustandsdichtefunktion von Phillips et al.[4] und im Fall der (^{3}He,$\bar{d}$)-Reaktion mit dem Watson-Migdal-Modell[5,6] beschrieben.

Die von Bohne et al. gemessenen $^{10}B(^3He,\bar{d})^{11}C$-Winkelverteilungen zeigten eine ähnliche Strippingstruktur wie die der Reaktion $^{10}B(^3He,d)^{11}C$. Die DWBA-Beschreibung erfolgte analog der einer (^{3}He,d)-Reaktion, wobei jedoch die Unterschiede in dem Q-Wert, dem Spin des auslaufenden Teilchens und dem Phasenraum berücksichtigt wurden. Es zeigte sich, daß die relativen spektroskopischen Faktoren aus (^{3}He,$\bar{d}$) mit denen aus (^{3}He,d) übereinstimmten.

In Fortführung dieser Untersuchungen stellte sich zunächst die Aufgabe einer detaillierteren Untersuchung der neu gefundenen Reaktion, sowohl was vereinfachte Auswerteverfahren und theoretische Ansätze anging.

Des weiteren galt es, eine allgemeine Normierungskonstante für diese Reaktion zu ermitteln.

Bei Bestätigung dieses Verfahrens böte sich eine Methode an zur Behandlung spezieller kernphysikalischer Fragen, da die beiden Teilchen sich in der Spin- und Isospinquantenzahl unterscheiden und deshalb ein Vergleich der Reaktionen (^{3}He,$\bar{d}$) und (^{3}He,d) Rückschlüsse auf Isospinabhängigkeiten erlaubte, die anders schwer zugänglich sind.

Ein seit langem ungelöstes Problem stellen die Diskrepanzen in den spektroskopischen Faktoren aus (d,n) und (^{3}He,d)-Reaktionen an einer Reihe leichter Kerne dar, in denen systematisch die Werte aus der (d,n)-Reaktion für T>-Zustände bis zu einem Faktor 2.5 kleiner waren.

Siemssen et al.[7] vermuteten als Erklärung "Isospineffekte", spätere theoretische[40,8] und experimentelle Untersuchungen[43] trugen nicht zur Klärung bei.

Die vergleichende Untersuchung der Reaktionen $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$ und $^{13}C(^{3}He,d)^{14}N$ bot sich an, weil im ^{14}N drei energetisch weit auseinanderliegende Niveaus mit den Spin- und Isospinquantenzahlen (1,0), (0,1), (1,0) vorliegen.

Dreiteilchenreaktionen

1 Reaktionsmechanismen

Bei Reaktionen mit zwei Teilchen im Endzustand ist man gewohnt, zwei extreme Typen des Reaktionsablaufes zu unterscheiden: den direkten und den Compoundkern-Prozeß. Bei Reaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal können zusätzlich noch andere Reaktionsmechanismen auftreten[30,31].

Für die hier untersuchte Protonstrippingreaktion $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$ mit einer Einschußenergie von 13.0 MeV muß man im wesentlichen die folgenden Prozesse beachten:

a) Der statistische Zerfall entspricht dem Compoundkernprozeß bei Reaktionen mit zwei Teilchen im Ausgangskanal. Der Wirkungsquerschnitt hierfür ist proportional dem Dreiteilchenphasenraum[31]. Ein solcher Prozeß sollte sich daher sowohl in den Energiespektren als auch in den Winkelverteilungen auf charakteristische Weise bemerkbar machen.

b) Bei dem sequentiellen Zerfall werden in einem primären Prozeß instabile Zustände der möglichen Zwischenkerne (hier: $^{13}C(^{3}He,n)^{15}O^{*}$ und $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N^{*}$) angeregt, die anschließend durch Teilchenzerfall (p oder n) zum Endkern führen. Dieser Prozeß ist in Bildung und Zerfall

sehr selektiv, so daß vorzugsweise Analogzustände zum Wirkungsquerschnitt beitragen sollten[9]. In den Energiespektren treten scharfe Resonanzen auf.

c) Eine Endzustandswechselwirkung zwischen den Teilchen im Ausgangskanal ist häufig dann dominant, wenn aus Gründen der Kinematik zwei der drei Teilchen (hier: n und p) Gelegenheit haben, miteinander wechselzuwirken, während sich das dritte Teilchen rasch aus diesem Bereich entfernt und wenn das Streumatrixelement für das Zweiteilchensubsystem in der Nähe eines Pols liegt. Im Dreiteilchenwirkungsquerschnitt tritt hier ein zum Pol hin ansteigendes Kontinuum auf. Das Auftreten von Singulett-Deuteronen zeigt sich in den Neutron-Proton-Energiespektren - auf Grund der Endzustandswechselwirkung zwischen Neutron und Proton-als eine starke Überhöhung über den Dreiteilchenphasenraum bei kleinen Relativenergien E_{np}.

In der Reaktion $^{13}C(^{3}He,\vec{d})^{14}N$ treten hauptsächlich die Reaktionstypen b) und c) auf. Für die Trennung der Neutron-Proton-Endzustandswechselwirkung von dem sequentiellen Zerfall ist es notwendig, die Kinematik dieser Reaktion eindeutig zu bestimmen. Im Ausgangskanal hat die Dreiteilchenreaktion neun Freiheitsgrade. Auf Grund der Energie- und Impulserhaltung sind diese kinematischen Größen durch vier linear unabhängige Gleichungen verknüpft. In einem kinematisch vollständigen Experiment müssen demnach mindestens fünf Größen bestimmt werden.

In dieser Messung wurden jeweils zwei Winkel und die Energien für Neutron und Proton gemessen. Die Kinematik ist somit einfach überbestimmt.

Zum Nachweis von Singulett-Deuteronen wurden die Detektoren für Neutronen und Protonen vom Target aus gesehen hintereinander angeordnet, so daß der Nachweis bei kleinen Relativenergien E_{np} kinematisch möglich war.

Der differentielle Dreiteilchen-Laborwirkungsquerschnitt der Reaktion $^{13}C(^3He,\bar{d})^{14}N$ ist gegeben durch[10]:

$$(2.1)\qquad \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1\, d\Omega_2\, dE_1} = \frac{2\pi}{\hbar^2}\,\frac{\mu_{^3He}}{k_{^3He}}\,|T_{fi}|^2\,\rho(E_1)\,.$$

Das Übergangsmatrixelement hängt von dem Reaktionsmechanismus und der inneren Struktur der beteiligten Systeme ab. Der Dreiteilchenphasenraum $\rho(E_1)$ ist gegeben durch[10]:

$$(2.2)\qquad \rho(E_1) = \frac{1}{\hbar^6}\,\frac{m_1 m_2 m_3\, p_1 p_2}{m_3 + m_2\left(1 + \vec{p}_2/p_2^2\left(\vec{p}_1 - \vec{p}_{^3He}\right)\right.}\,.$$

(Hier steht der Index 1 für Proton, 2 für Neutron, 3 für ^{14}N.)

Neutron-Proton-Endzustandswechselwirkung

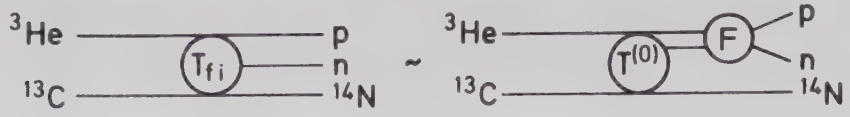
Die Energieabhängigkeit des Dreiteilchenwirkungsquerschnitts (2.1) wird in günstigen kinematischen Verhältnissen oft bestimmt durch eine starke Wechselwirkung zwischen zwei der drei auslaufenden Teilchen. Watson[5] und Migdal[6] haben gezeigt, daß dann das Übergangsmatrixelement in guter Näherung faktorisiert werden kann in einen Teil, der nur von der Relativenergie des Zweiteilchensubsystems abhängt und einen Teil, der davon unabhängig ist.
Die Zerlegung

$$(2.3)\qquad |T_{fi}|^2 = |T^{(0)}|^2\,F^2(k)\,,\quad \left[k = \frac{1}{\hbar}\left(2\mu_{np}E_{np}\right)^{1/2}\right]$$

kann auch als zeitliche Aufeinanderfolge zweier unabhängiger Prozesse aufgefaßt werden. In einer ersten Stufe wird mit der Amplitude $T^{(0)}$ das Zweiteilchensubsystem produziert, das anschließend mit der Amplitude $F(k)$ wechselwirkt.

Für die Reaktion $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$ kann diese Näherung wie folgt graphisch dargestellt werden:

(2.3)



Bei allen Näherungsmodellen zur Beschreibung einer Dreiteilchenreaktion mit Endzustandswechselwirkung wird ein reiner Zweistufenprozeß angenommen.

2.1 Watson-Migdal-Näherung

Setzt man im Fall einer Neutron-Proton-Endzustandswechselwirkung für F die Streuamplitude der freien Neutron-Proton-Streuung ein, so spricht man von der Watson-Migdal-Näherung[5,6].

Mit Hilfe der Streuphase $\delta_\ell(k)$ und der Relativwellenzahl k ist die Neutron-Proton-Streuamplitude gegeben durch[11]:

$$F(k) = \frac{e^{i\delta_\ell(k)} \sin \delta_\ell(k)}{k} \quad . \tag{2.4}$$

Die freie Neutron-Proton-Streuung wird unter der Annahme einer reinen S-Wellenstreuung bis zu einer Relativenergie von 5 MeV gut beschrieben durch den parametrisierten, potentialform-unabhängigen Streuwirkungsquerschnitt[12] nach der Näherung der "effektiven Reichweite". Für die Streuphase δ_o gilt hierbei:

$$k \operatorname{ctg} \delta_0(k) = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_e k^2 . \tag{2.5}$$

Die Streulänge a ist durch das Verhalten der asymptotischen Lösung der radialen Schrödinger-Gleichung für verschwindende Energie definiert. Der Parameter r_e gibt die Reichweite der Wechselwirkungskraft an.
Hiermit erhält man für F^2 in Gl. (2.3):

$$F^2_{WM}(k) = \left[\left(-\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_e k^2\right)^2 + k^2\right]^{-1} . \tag{2.6}$$

Auf Grund der Produktzerlegung des Übergangsmatrixelementes muß man fordern, daß bei verschwindender Endzustandswechselwirkung, also für große Relativenergien E_{np}, die Amplitude F gegen 1 geht. Das Streumatrixelement F_{WM} erfüllt diese Bedingung nicht; es strebt für große Relativenergien gegen Null.

.2 Jost-Funktion

Eine andere, für die Behandlung der Endzustandswechselwirkung geeignetere Methode geht auf Jost[13] zurück.

Es wird angenommen, daß das Neutron-Proton-Teilsystem durch die Wellenfunktion für die freie Neutron-Proton-Streuung beschrieben wird. Unter Vernachlässigung der Spinfunktion und der Antisymmetrisierung erhält man[11]:

$$\psi(\underline{k},\underline{r}) = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} i^l Y_l^{m*}(\hat{\underline{k}})\, Y_l^m(\hat{\underline{r}})\, \psi_l(k,r)\, e^{i\delta_l} , \tag{2.7}$$

wobei $\psi_l(k,r)$ asymptotisch wie folgt normiert ist:

$$\psi_l(k,r) \xrightarrow[r\to\infty]{} \frac{\sin\left(kr - \frac{1}{2} l\pi + \delta_l\right)}{kr} . \tag{2.8}$$

Für S-Wellenstreuung kann $\psi_o(k,r)$ mit Hilfe der Jost-Funktion $f_o(k)$ geschrieben werden als[11]

$$\psi_o(k,r) = \frac{e^{i\delta_o}}{|f_o(-k)|} \quad \frac{\phi_o(k,r)}{r} \,. \tag{2.9}$$

Der erste Faktor enthält alle Singularitäten in k und ist demnach starkabhängig von k; der Radialteil ist von k fast unabhängig.

Die Funktion $\phi_o(k,r)$ ist normiert durch das Verhalten am Ursprung[11]:

$$\phi_o(k,r)\Big|_{r=0} = 0 \tag{2.10}$$

und

$$\frac{d}{dr}\,\phi_o(k,r)\Big|_{r=0} = 1 \,.$$

Gebundene Zustände sind definiert durch die Nullstellen von $f_o(-k)$ auf der imaginären k-Achse in der oberen komplexen k-Ebene. Das Singulett-Deuteron ist ein "antigebundener Zustand"[14] und ist definiert durch die Nullstelle von $f_o(-k)$ auf der imaginären Achse in der unteren komplexen k-Ebene.

Für reine S-Wellenstreuung erhält man für $\psi_o(\underline{k},\underline{r})$:

$$\psi_o(\underline{k},\underline{r}) = 4\pi\, Y_{\ell=0}(\hat{\underline{k}})\, \frac{e^{i\delta_o}}{|f_o(-k)|}\, Y_{\ell=0}(\hat{\underline{r}})\, \frac{\phi_o(k,r)}{r} \,. \tag{2.11}$$

Entsprechend der Produktzerlegung der Wellenfunktion ergibt sich auch hier eine Zerlegung des Matrixelementes T_{fi} in Gl. (2.3) mit

$$(2.12)\quad |T_{fi}|^2 = |T^{(0)}|^2 F_J^2(k) \quad , \quad F_J(k) \equiv |f_0(-k)|^{-1} .$$

Die physikalische Interpretation der Jost-Funktion ist einfach, denn es gilt:

$$(2.13)\quad F_J^2(k) = \left| \frac{\psi_0(k,r)}{\sin kr/kr} \right|^2_{r=0} .$$

Die Wellenfunktion im Nenner beschreibt die Relativbewegung zweier Teilchen ohne Wechselwirkung, während $\psi_0(k,r)$ die Endzustandswechselwirkung berücksichtigt. F_J^2 ist also gerade gleich dem Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten, das Neutron und Proton mit bzw. ohne Wechselwirkung im Abstand r=O zu finden. Im Grenzfall großer Relativenergien spielt die Wechselwirkung keine Rolle mehr und es gilt hier: $F(k) \to 1$, für $k \to \infty$.

Für die Neutron-Proton-Streuung erhält man in der Effektiven-Reichweite-Näherung für das Quadrat der Jost-Funktion den Ausdruck[11]:

$$(2.14)\quad F_J^{(\nu)2}(k) = \left(k^2+\alpha^{(\nu)2}\right)^2 \frac{r_e^{(\nu)2}}{4} \left[\left(-\frac{1}{a^{(\nu)}} + \frac{1}{2} r_e^{(\nu)} k^2\right)^2 + k^2\right]^{-1}$$

mit $$\alpha^{(\nu)} = \frac{1}{r_e^{(\nu)}} \left[1 + \left(1 - \frac{2 r_e^{(\nu)}}{a^{(\nu)}}\right)^{1/2}\right] .$$

Das Neutron-Proton-System kann sich in dem Singulett- und in dem Triplett-Zustand befinden (ν=S,T).

2.3 Endzustandsdichte-Funktion von Phillips et al.

Cohen et al.[2] und van der Weerd et al.[15] verwenden zur Beschreibung der Neutron-Proton-Endzustandswechselwirkung in $(p,\bar{d})$-Reaktionen die Endzustandsdichtefunktion von Phillips et al.[4]. Cohen et al. geben hierfür unter Benutzung der Effektiven-Reichweite-Näherung den folgenden Ausdruck an:

$$(2.15)\quad P^2(k) = \frac{1}{k^2}\left[\frac{d}{dk}(\delta_0 + k a_1) - \frac{1}{2k}\sin 2(\delta_0 + k a_1)\right]$$

mit

$$\frac{d\delta_0}{dk} = \left(\frac{1}{k^2 a} + \frac{1}{2} r_e\right)\sin^2\delta_0 \quad .$$

Hier ist a_1 ein zusätzlicher Reichweiteparameter, der von van der Weerd et al. zu 2.5 fm angenommen wurde. Die durch den Phasenraumfaktor k dividierte Funktion (2.15) unterscheidet sich für kleine Relativenergien nur geringfügig von den Funktionen F^2_{WM} und F^2_J in der Abhängigkeit von E_{np}.

2.4 Neutron-Proton-Streuparameter

Nimmt man für das Neutron-Proton-System eine inkohärente Überlagerung von Singulett- und Triplettzustand entsprechend ihrem statistischen Gewicht an, so erhält man für das Quadrat des Matrixelements zur Beschreibung der Endzustandswechselwirkung den Ausdruck:

$$(2.16)\quad F^2_{S+T} = \frac{1}{4} F_S^2 + \frac{3}{4} F_T^2 \quad .$$

Ist weiterhin die Produktionsamplitude $T^{(0)}$ unabhängig von E_{np} und für Singulett und Triplett gleich, so wird der Dreiteilchenlaborwirkungsquerschnitt beschrieben durch:

$$(2.17)\qquad \frac{d^3\sigma_{S+T}}{d\Omega_n\, d\Omega_p\, dE_p} = \text{const.}\; F^2_{S+T}(E_{np})\, \varrho(E_p).$$

Die Funktion F wird mit den aus der freien Neutron-Proton-Streuung bekannten Parametern berechnet[16]:

$$(2.18)\qquad \begin{aligned} a^{(S)} &= (-23.68 \pm 0.03)\ \text{fm} \qquad r_e^{(S)} = (2.67 \pm 0.02)\ \text{fm} \\ a^{(T)} &= (5.41 \pm 0.01)\ \text{fm} \qquad r_e^{(T)} = (1.75 \pm 0.015)\ \text{fm}. \end{aligned}$$

Es zeigte sich, daß die Funktionen F^2_{WM}, F^2_J und P^2/k für kleine Relativenergien fast dieselbe Energieabhängigkeit des Neutron-Proton-Wirkungsquerschnitts angeben; sie konnten durch die Form der Energiespektren aus der (^{3}He,$\bar{d}$)-Reaktion experimentell nicht unterschieden werden.

Im weiteren wird nur die Jost-Funktion (2.14) benutzt. Sie ist in Fig. 1 für den Singulett- und Triplettzustand als Funktion der Relativenergie E_{np} dargestellt. Für den Singulettzustand ist außerdem zum Vergleich die Funktion F^2_{WM} (2.6) eingezeichnet.

Für kleine Relativenergien ($k^2 \ll \alpha^2$) unterscheiden sich die Funktionen nicht.

Koordinatentransformation

Bei Dreiteilchenreaktionen mit Endzustandswechselwirkung erweist es sich oft als zweckmäßig, den differentiellen Laborwirkungsquerschnitt (2.1) im Koordinatensystem für den sequentiellen Zerfall[10] (SZ) darzustellen.

Im Fall der ^{13}C(^{3}He,$\bar{d}$)^{14}N-Reaktion wird - analog zu dem Reaktionsmechanismus für den sequentiellen Zerfall - in

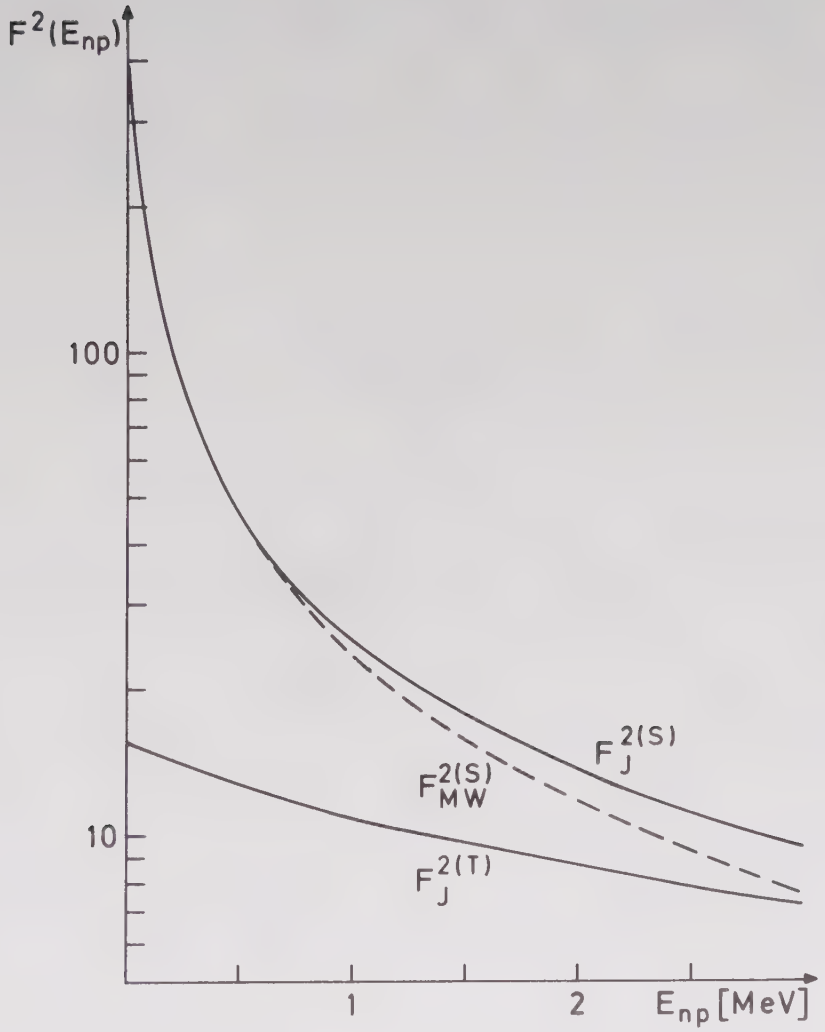


Fig. 1: Die Verstärkungsfunktionen $F_J^{(S)2}$ und $F_J^{(T)2}$ (2.14) in Folge der Neutron-Proton-Endzustandswechselwirkung für Singulett- und Triplettzustand, aufgetragen über der Relativenergie E_{np}. Für den Singulettzustand ist zum Vergleich die Abhängigkeit der Funktion $F_{MW}^{(S)2}$ (2.6) eingezeichnet.

der ersten Stufe der Endkern ^{14}N (Index: 3) emittiert, und anschließend "zerfällt" das Neutron (2)-Proton(1)-System so, daß sich Neutron und Proton mit der Relativenergie E_{12} fortbewegen. Im Gegensatz zu einem sequentiellen Übergang ist hier ein kontinuierliches Wertespektrum für E_{12} möglich.

Der Zusammenhang zwischen Labor- und SZ-System ist in Fig. 2 dargestellt.

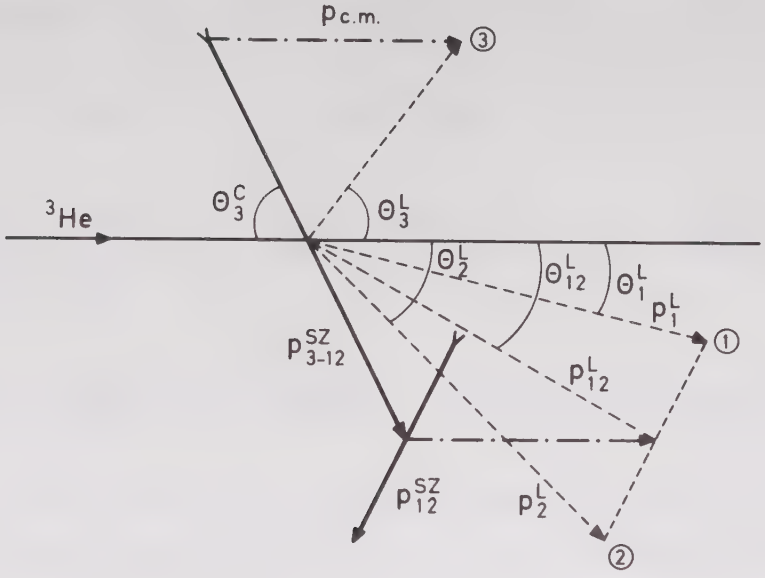


Fig. 2: Dreiteilchenkinematik für Labor- und SZ-Koordinatensystem

Die Impulse der drei Teilchen im Laborsystem sind mit p^L bezeichnet, der Dreiteilchenschwerpunktsimpuls ist $p_{c.m.}$, und $p^{SZ}_{\nu-\mu}$ sind die Relativimpulse im SZ-System. Der Winkel für den Schwerpunkt des Zweiteilchenuntersystems (1,2) ist für beide Koordinatensysteme gegeben durch:

$$\cos\Theta_{12} = \cos\Theta_1 \cos\Theta_2 + \sin\Theta_1 \sin\Theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad . \tag{2.19}$$

Die Relativimpulse sind mit den reduzierten Massen $\mu_{\nu-\mu}$ gegeben durch die Relativenergien:

$$p_{\nu\mu} = (2\mu_{\nu\mu} E_{\nu\mu})^{1/2} \quad . \tag{2.20}$$

Für die totale im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie gilt:

$$E^c_{tot} = E_{3-12} + E_{12} = Q + E_{^3He} \frac{m_t}{m_t + m_{^3He}} \quad , \tag{2.21}$$

wobei Q der Q-Wert der Reaktion und m_t die Targetmasse ist. Der Übergang vom Labor- zum SZ-Wirkungsquerschnitt geschieht durch die Jakobi-Transformation J:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{3-12}\, d\Omega_{12}\, dE_{12}} = J \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1\, d\Omega_2\, dE_1} \tag{2.22}$$

mit[10,17]

$$J = \frac{\partial(\Omega_1, \Omega_2, E_1)}{\partial(\Omega_{3-12}, \Omega_{12}, E_{12})} = \frac{\rho_{3-12}\, \rho_{12}}{\rho(E_1)} \quad . \tag{2.23}$$

Die Größe $\rho(E_1)$ ist definiert in Gl. (2.2). Für die Phasenraumfaktoren ρ_{3-12} und ρ_{12} gilt:

$$(2.24) \qquad \varrho_{\nu-\mu} = \frac{1}{h^3}\, p_{\nu-\mu}\, \mu_{\nu-\mu} \,.$$

Nimmt man an, daß das Neutron-Proton-System isotrop zerfällt (S-Wellenstreuung), so kann über Ω_{12} sofort integriert werden und man erhält ($\Omega_{3-12} \equiv \Omega_{\bar{d}}$):

$$(2.25) \qquad \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\bar{d}}\, dE_{12}} = 4\pi \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\bar{d}}\, d\Omega_{12}\, dE_{12}} = 4\pi \cdot J \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1\, d\Omega_2\, dE_1} \,.$$

Dieser Wirkungsquerschnitt für das Argument E_{12} läßt sich in anschaulicher Weise interpretieren als der einer Zwei-Teilchen-Reaktion, wobei sich hier sowohl der Endkern als auch das zweite "Teilchen" ($\bar{d}$) in angeregtem Zustand ($E_x = E_{12}$) befinden kann.
In der Form (2.25) kann also der (^{3}He,$\bar{d}$)-Wirkungsquerschnitt direkt mit dem (^{3}He,d)-Wirkungsquerschnitt verglichen werden. Für den (^{3}He,d)-Wirkungsquerschnitt gilt:

$$(2.26) \qquad \frac{d\sigma}{d\Omega_d} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \frac{\mu_{^3He}}{k_{^3He}} \left| T_{fi} \right|^2 \varrho_{3-d}$$

$$\text{mit} \qquad \varrho_{3-d} = \frac{1}{h^3}\, p_{3-d}\, \mu_{3-d} \,.$$

Die beiden Reaktionen unterscheiden sich in der Endzustandswechselwirkung, in den Spin- und Isospinquantenzahlen, in dem Phasenraum und in dem Q-Wert.

Für den Q-Wert der (^{3}He,$\bar{d}$)-Reaktion gilt:

$$Q(^3He,\bar{d})_{E_{12}} = Q(^3He,d) - \varepsilon_d - E_{12} . \tag{2.27}$$

Dabei ist ε_d = 2.22 MeV die Bindungsenergie des Deuterons.

DWBA-Methoden für die Reaktionen (^{3}He,d) und (^{3}He,$\bar{d}$)

In diesem Kapitel soll gezeigt werden, wie die Dreiteilchenreaktion (^{3}He,$\bar{d}$) im Rahmen der "Zweiteilchen"-DWBA-Theorie quantitativ verstanden werden kann.

Die hervorstechendsten Merkmale dieser Reaktion sind ein direkter Protonentransfer und eine Endzustandswechselwirkung zwischen den auslaufenden Neutronen und Protonen[3]. Ziel muß es daher sein, eine Endzustandswechselwirkung quantitativ in den DWBA-Formalismus einzuführen.

In dem ersten Absatz werden die wesentlichen Züge der DWBA-Theorie für die (^{3}He,d)-Reaktion skizziert, und anschließend wird gezeigt, wie analog mit Hilfe eines Ansatzes für die innere Wellenfunktion des Neutron-Proton-Systems unter gewissen Voraussetzungen ein formal exakter DWBA-Ausdruck für die (^{3}He,$\bar{d}$)-Reaktion abgeleitet werden kann.

Die Reaktion (^{3}He,d)

Eine ausführliche Analyse der DWBA-Theorie wird z.B. in dem Artikel von N. K. Glendenning über "Nuclear Stripping Reactions"[18] gegeben. Hier soll im wesentlichen nur auf die Punkte eingegangen werden, die dem Verständnis der Unterschiede der Reaktionen (^{3}He,d) und (^{3}He,$\bar{d}$) dienen.

Für die Reaktion A(^{3}He,d)B ist der differentielle Wirkungsquerschnitt gegeben durch Gl. (2.26. Die Übergangsamplitude kann geschrieben werden als[19]:

$$(3.1)\quad T_{^3He,d} = \int d\underline{r}_{^3He} \int d\underline{r}_d \, \chi_d^{(-)*}(\underline{k}_d, \underline{r}_d) \langle B, d | V_{eff} | A, {}^3He \rangle \, \chi_{^3He}^{(+)}(\underline{k}_{^3He}, \underline{r}_{^3He}).$$

Die Relativkoordinate $r_{^3He}$ bezieht sich auf den Targetkern und r_d bezieht sich auf den Endkern. $\chi^{(-)}$, $\chi^{(+)}$ sind die durch das Kern- und das Coulomb-Potential gestörten Wellen im Ein- und Ausgangskanal, beschrieben durch die elastische Streuung im Rahmen des optischen Modells.

Es wird

$$(3.2)\quad V_{eff} = V_f - U_f = V_{dp} + V_{dA} - U_f$$

gesetzt. Hier ist V_f das Wechselwirkungspotential zwischen dem auslaufenden Deuteron und dem Endkern B; U_f ist das optische Potential für den Ausgangskanal, das die elastische Streuung beschreiben soll. Mit der Näherung $V_{dA} \approx U_f$ erhält man:

$$(3.3)\quad V_{eff} \approx V_{dp} \,,$$

wobei V_{dp} das Wechselwirkungspotential zwischen Deuteron und dem transferierten Proton ist. Für das Kernmatrixelement erhält man[19]:

$$(3.4)\quad \langle B, d | V_{dp} | A, {}^3He \rangle = \langle B, A \rangle \langle d | V_{dp} | {}^3He \rangle .$$

Der Endkern B kann kinematisch beschrieben werden durch die Schwerpunktskoordinate, die inneren Koordinaten von A und die Relativkoordinate zwischen A und dem transferierten Proton. Der spektroskopische Faktor S ist dann definiert durch das Überlappintegral über alle inneren Koordinaten von A und man erhält:

$$\langle B|A\rangle = S^{1/2}(B,A)\ \phi_{pA}(\underline{r}_{pA}) \tag{3.5}$$

mit der Normierung $\int |\phi_{pA}|^2 d\underline{r}_{pA} = 1$.

In der gleichen Weise kann ein spektroskopischer Faktor für die Zerlegung des ^{3}He-Teilchens in ein Proton und ein Deuteron definiert werden:

$$\langle {}^3\mathrm{He}|d\rangle = S^{1/2}({}^3\mathrm{He},d)\ \phi_{pd}(\underline{r}_{pd}) \tag{3.6}$$

mit $\int |\phi_{pd}|^2 d\underline{r}_{pd} = 1$.

Für die Übergangsamplitude in Gl. (3.1) ergibt sich durch Einsetzen von (3.5) und (3.6):

$$T_{^3\mathrm{He},d} = S^{1/2}({}^3\mathrm{He},d)\, S^{1/2}(B,A) \int d\underline{r}_{pA} \int d\underline{r}_{dA}\ \chi_d^{(-)*}\ \phi_{pA}(\underline{r}_{pA}) * \tag{3.7}$$

$$* V_{pd}\ \phi_{pd}(\underline{r}_{pd})\ \chi_{^3\mathrm{He}}^{(+)} \quad .$$

Mit der Nullreichweitennäherung

$$V_{pd}\ \phi_{pd} \approx D_{dp}^{(0)}\ \delta(\underline{r}_{pd}) \tag{3.8}$$

erhält man:

$$T_{^3He,d} = S^{1/2}(^3He,d)\, S^{1/2}(B,A)\, D_{dp}^{(-)} \int d\tau_{pA} \int d\tau_{dB}\, \chi_d^{(-)*} * \\ * \phi_{pA}(\tau_{pA})\, \delta(\tau_{dB} - \frac{M_A}{M_B}\tau_{pA})\, \chi_{^3He}^{(+)} \quad . \tag{3.9}$$

Setzt man (3.9) in (2.26) ein und definiert den "DWBA-Wirkungsquerschnitt" σ_d^{DW} bis auf Spin- und Isospinfaktoren wie folgt:

$$\sigma_d^{DW} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \frac{\mu_{^3He}}{k_{^3He}} \rho_{3\text{-}d} \left| \int d\tau_{pA} \int d\tau_{dB}\, \chi_d^{(-)*}\, \phi_{pA}(\tau_{pA}) * \right. \\ \left. * \delta(\tau_{dB} - \frac{M_A}{M_B}\tau_{pA})\, \chi_{^3He}^{(+)} \right|^2 , \tag{3.10}$$

so erhält man für den differentiellen (^{3}He,d)-Wirkungsquerschnitt in der Nullreichweitennäherung die Beziehung[20]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_d} = N(^3He,d)\, C_t^2 \frac{2I_B+1}{2I_A+1} S_{lj}(B,A)\, \sigma_d^{DW} . \tag{3.11}$$

Hier sind: J_A, J_B die Spinquantenzahlen des Targets bzw. des Endkerns, C_t ist der Isospinkopplungsfaktor für den Überlapp $\langle B|A+p\rangle$, S_{lj} ist der spektroskopische Faktor für diesen Überlapp, wobei die Indizes l, j den Bahn- bzw. den Gesamtdrehimpuls des transferierten Protons bezeichnen. Die Normierungskonstante N(^{3}He,d) ist in der Nullreichweitennäherung definiert durch:

$$N(^3He,d) = S(^3He,d)\, D_{dp}^{(-)\,2} . \tag{3.12}$$

Bassel[19] hat diese Normierungskonstante unter Berücksichtigung der endlichen Reichweite der Wechselwirkung berechnet. Für die inneren Wellenfunktionen von Deuteron bzw. ^{3}He ist die Hulthén bzw. die Irving-Gunn-Wellenfunktion verwendet worden. Für N(^{3}He,d) erhielt Bassel den Wert:

$$N(^3He, d) = 4.42 \cdot 10^4 \, MeV^2 \, fm^3 . \tag{3.13}$$

Neuere Rechnungen mit exakteren Wellenfunktionen liefern ähnliche Ergebnisse[39].

2 Die Reaktion (^{3}He,$\bar{d}$)

Für die Reaktion A(^{3}He,$\bar{d}$)B ist der differentielle Wirkungsquerschnitt gegeben durch (vgl. Kap. 2.3):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\bar{d}} \, dE_{12}} = \frac{8\pi^2}{\hbar^2} \frac{\mu_{^3He}}{k_{^3He}} \left| T_{^3He,\bar{d}} \right|^2 \rho_{3-12} \rho_{12} . \tag{3.14}$$

Die Singulett-Deuteronen $\bar{d}$ bestehen aus ungebundenen Neutron-Proton-Paaren, die bei kleinen Relativenergien E_{np} räumlich korreliert sind. Die Korrelation wird durch eine für kleine Relativenergien zunehmende, attraktive Wechselwirkung verursacht.

Im folgenden wird deshalb die Annahme gemacht, daß das Singulett-Deuteron bei kleinen Relativenergien wie ein kompaktes Teilchen behandelt werden kann.

In Analogie zu (3.1) kann man dann für die (^{3}He,$\bar{d}$)-Übergangsamplitude den folgenden Ansatz machen:

$$T_{^3He,\bar{d}} = \int d\underline{r}_{^3He} \int d\underline{r}_{\bar{d}} \, \chi^{(-)*}_{\bar{d}}(\underline{k}_{\bar{d}}, \underline{r}_{\bar{d}}) \langle B, \bar{d} | V_{eff} | A, {}^3He \rangle \cdot \chi^{(+)}_{^3He}(\underline{k}_{^3He}, \underline{r}_{^3He}) . \tag{3.15}$$

Hier wird die Koordinate des Neutron-Proton-Schwerpunkts mit "$\bar{d}$" bezeichnet. Die Wechselwirkung der individuellen Nukleonen des Singulett-Deuterons mit dem Endkern soll ersetzt werden können durch die mit dem Schwerpunkt des Neutron-Proton-Systems. Außerdem wird hier angenommen, daß

die gestörte Wellenfunktion des auslaufenden Singulett-Deuterons durch das optische Potential für die elastische Deuteron-Streuung beschrieben werden kann. Dies bedeutet, da die Unterschiede im Spin und dem Q-Wert zwischen Deuteron und Singulett-Deuteron berücksichtigt werden können, daß die Wechselwirkung mit dem Endkern vom Isospin der beteiligten Teilchen unabhängig sein soll.

Mit diesen Annahmen erhält man in völlig analoger Weise zu der Behandlung der (^{3}He,d)-Reaktion in Kap. 3.1 für das Kernübergangsmatrixelement den Ausdruck:

$$\langle B, d \,|\, V_{dp} \,|\, A, {}^3\mathrm{He} \rangle = \langle B \,|\, A \rangle \, \langle {}^3\mathrm{He} \,|\, V_{dp} \,|\, d \rangle . \tag{3.16}$$

Der Überlapp <B|A+p> hängt nur von der Struktur der Kerne A und B ab und ist deshalb für beide Reaktionen gleich. Im zweiten Überlapp ist hier, im Gegensatz zum Deuteron, eine Wellenfunktion einzusetzen, die ein ungebundenes Neutron-Proton-System beschreibt.
Ein physikalisch sinnvoller Ansatz hierfür ist die in Gl. (2.11) definierte Neutron-Proton-Streuwelle $\psi_o(\underline{k},\underline{r})$, die allerdings im Fall der (^{3}He,$\bar{d}$)-Reaktion das asymptotische Verhalten der Neutron-Proton-Paare für $t \to -\infty$ nicht korrekt beschreibt (einlaufende ebene Welle). Man kann jedoch abschätzen, daß der Einfluß dieser Näherung vernachlässigbar klein ist. Mit Hilfe der Teilwellenfunktion

$$\phi_d = Y_{l=0}(\hat{\underline{r}}) \, \frac{\phi(k,r)}{r} \tag{3.17}$$

kann man in Analogie zu Gl. (3.6) einen spektroskopischen Faktor S(^{3}He,$\bar{d}$) definieren, mit

$$(3.18)\qquad \langle {}^3He \mid \alpha \rangle = S^{1/2}({}^3He, \alpha)\, \phi_{p\alpha}(\vec{r}_{p\alpha}) \,.$$

Wegen der unterschiedlichen Normierungen für das gebundene Deuteron und das ungebundene "$\bar{d}$" hat hier $S^{1/2}({}^3He,\bar{d})$ die Dimension "$fm^{3/2}$", während $S^{1/2}({}^3He,d)$ dimensionslos ist. Das Volumenintegral des Quadrats der Wellenfunktion $\Phi_{p\bar{d}}$ ist zu 1 definiert.
Für die $({}^3He,\bar{d})$-Übergangsamplitude erhält man dann in der Nullreichweitennäherung den Ausdruck:

$$(3.19)\qquad T_{^3He,\alpha} = S^{1/2}({}^3He,\alpha)\, S^{1/2}(B,A)\, \frac{(4\pi)^{1/2}}{|f_o(-k)|}\, D^{(o)}_{\alpha p} \,*$$
$$* \int d\vec{r}_{pA} \int d\vec{r}_{\alpha B}\, \chi^{(-)*}_{\alpha}\, \phi_{pA}(\vec{r}_{pA})\, \delta\!\left(\vec{r}_{\alpha B} - \frac{M_A}{M_B}\vec{r}_{pA}\right) \chi^{(+)}_{^3He} \,.$$

Zusammen mit dem DWBA-Ausdruck

$$(3.20)\qquad \sigma^{DW}_{\alpha} = \frac{2\pi}{\hbar^2}\, \frac{\mu_{^3He}}{k_{^3He}}\, \rho_{3\text{-}12} \left| \int d\vec{r}_{pA} \int d\vec{r}_{\alpha B}\, \chi^{(-)*}_{\alpha} \,*\right.$$
$$\left. *\ \phi_{pA}(\vec{r}_{pA})\, \delta\!\left(\vec{r}_{\alpha B} - \frac{M_A}{M_B}\vec{r}_{pA}\right) \chi^{(+)}_{^3He} \right|^2$$

und der Definition von $N({}^3He,\bar{d})$

$$(3.21)\qquad N({}^3He,\alpha) = S^{1/2}({}^3He,\alpha)\, D^{(o)2}_{\alpha p}$$

ergibt sich durch Einsetzen in Gl. (3.14) und unter Berücksichtigung der Gl. (2.16) für den Singulett-Deuteronenwirkungsquerschnitt die Gl. (3.11) entsprechende Beziehung ($F_J = |f_o(-k)|^{-1}$):

$$(3.22)\qquad \frac{d^2\sigma^{(S+T)}}{d\Omega_\alpha\, dE_{12}} = C_t^2\, \frac{2\bar{I}_B + 1}{2I_A + 1}\, (4\pi)^2\, \rho_{12}\, S_{lj}(B,A) \,*$$
$$* \left\{ \frac{1}{4}\, N^{(S)} F_J^{(S)2}\, \sigma^{(S)DW} + \frac{3}{4}\, N^{(T)} F_J^{(T)2}\, \sigma^{(T)DW} \right\} .$$

Der Zusammenhang zwischen den DWBA-Werten und dem Neutron-Proton-Wirkungsquerschnitt im Laborsystem ist gegeben durch (vgl. Gl. 2.1):

$$(3.23)\quad \frac{d^3\sigma^{(S+T)}}{d\Omega_1\, d\Omega_2\, dE_1} = C_t^2\, \frac{2I_B+1}{2I_A+1}\, S_{ej}\, 4\pi\, \frac{\rho(E_1)}{\rho_{3-12}} * \left\{ \frac{1}{4} N^{(S)} F_J^{(S)2} \sigma^{(S)DW} + \frac{3}{4} N^{(T)} F_J^{(T)2} \sigma^{(T)DW} \right\}.$$

Experiment und Auswertung

Meßmethode

Die Messungen wurden am 7.0 MeV Van de Graaff-Beschleuniger[1] des Sektors Kernphysik im Hahn-Meitner-Institut Berlin durchgeführt.

Mit Hilfe eines Trennmagneten im Terminal des Beschleunigers werden $^3He^{++}$-Ionen von anderen Teilchen getrennt. Nach der Beschleunigung durchläuft der Strahl einen 90^o-Analysiermagneten und wird durch zwei Quadrupollinsen auf das Target in einer Reaktionskammer fokussiert (Strahldurchmesser am Target etwa 1 mm).

Der maximale Strom am Target betrug 0.5 µA. Er konnte mit einem Blendensystem verringert werden.

Das freitragende ^{13}C-Target[2] war zu 95 % angereichert und ca. 100 µg/cm^2 dick. Es wurde mit dem Verfahren der Elektronenstrahlverdampfung[21] hergestellt. Hierzu wurde das ^{13}C-Pulver

---

1) High Voltage Engineering Corporation

2) Oak Ridge National Laboratory

mit einem dafür entwickelten Werkzeug zu festen Stiften gepreßt. Die auf einer Wolfram -Unterlage stehenden Stifte konnten so gezielt beschossen werden, daß kein Wolfram verdampfte.

In dieser Messung wurden bei Beschuß von ^{13}C mit 13.0 MeV $^{3}He^{++}$-Ionen die Sekundärteilchen p, d, ^{3}He, α und n registriert. Die benötigten elektronischen Geräte wurden überwiegend im Sektor Elektronik des Hahn-Meitner-Instituts gebaut.

Die Fig. 3 zeigt das Prinzipschaltbild der Meßanordnung.

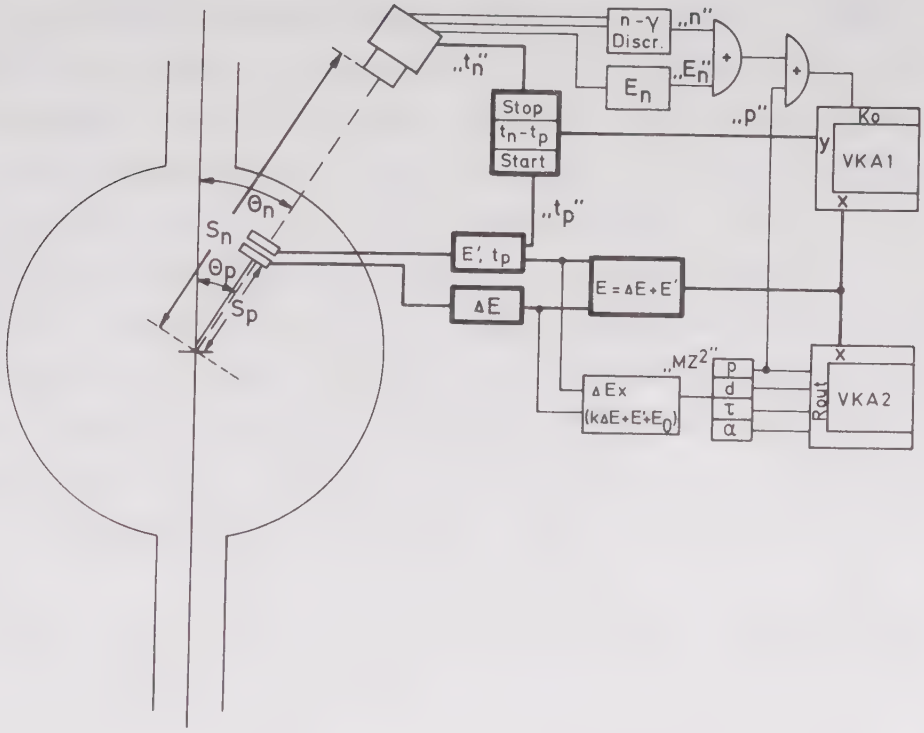


Fig. 3: Neutron-Proton-Koinzidenzapparatur

Der Detektor zum Nachweis der geladenen Teilchen besteht aus zwei, vom Target aus gesehen hintereinander angeordneten, Si-Zählern. Der Zählerhalter ist zusammen mit einem magnetischen Deflektor für Elektronen und den Vorverstärkern auf einem Kupfer-Ständer angebracht. Dieser kann auf einer kühlbaren Fläche in azimutaler Richtung bewegt werden. Die Kühlung erfolgt durch einen Kryomaten mit Umwälzpumpe. Während der Messung wird das ganze Detektorsystem auf einer Temperatur von etwa $-30^{o}C$ gehalten. Der maximale Abstand des Detektors vom Target beträgt etwa 25 cm. Der Detektorraumwinkel wird durch eine Tantalblende definiert (0.5 msr $\pm$ 20 %).

Die vom Target ausgesandten Ionen durchlaufen zuerst einen dünnen ΔE-Zähler und werden in dem zweiten Zähler (E') abgebremst. Die verstärkten Zählersignale werden addiert und liefern damit ein Signal, dessen Höhe der Energie der nachgewiesenen Teilchen proportional ist.

In einer Multiplikationseinheit wird aus den ΔE- und E'-Signalen das Produkt $\Delta E(k\Delta E + E' + E_o)$ gebildet, das nach Optimierung der Parameter k und E_o zur Teilchenidentifikation dienen kann[22]. Wie man aus der Energieverlustformel von Bethe[23] ersieht, gilt angenähert $\Delta E \cdot E' \approx MZ^2$, wobei M und Z die Masse und die Ladung des nachgewiesenen Teilchens ist.

Die Neutronen werden in einem organischen Flüssigkeitsszintillator[1] (Dicke: 2"; Durchmesser 5") mit anschließendem Photomultiplier[2] nachgewiesen. Der Photomultiplier ist

---

1) Typ NE 213, Nuclear Enterprises

2) Typ XP-1040, Valvo

mit einem Meßknopf verbunden, über den die Spannungsversorgung führt und über den die Signale der Dynoden abgenommen werden. Die Unterscheidung zwischen den nachgewiesenen Gammaquanten und den Neutronen geschieht mit Hilfe der Signale der 11-ten und 14-ten Dynode des Photomultipliers in einer Impulsformdiskriminationseinheit. Das Prinzip beruht auf der für Elektronen und Protonen verschiedenen Zeitabhängigkeit der Lichtintensität im NE 213-Szintillator[24]. In dieser Einheit wird auch eine untere Nachweisschwelle gesetzt. Die Bestimmung dieser für die Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit wichtigen Schwelle erfolgt über die Comptonspektren von Gammapräparaten (z.B. ^{22}Na). Der Abstand des Neutronendetektors vom Target betrug 1.0 m; das entspricht einem Raumwinkel von 12 msr.

Zum Nachweis von Singulett-Deuteronen werden koinzidente Neutronen und Protonen gemessen. Der "$\bar{d}$"-Detektor" besteht aus den Detektoren für Neutron und Proton mit $\Theta_n = \Theta_p$.

Das Signal des E'-Zählers wird zusätzlich auf einen Vorverstärker gegeben, der "Zeitsignale" mit einer Anstiegszeit von etwa 20 ns liefert. In einem Impulsformer[1] werden diese Signale geeignet geformt und verstärkt und dann auf einen modifizierten Zeit-Nulldurchgangs-Diskriminator[2] gegeben. Sie dienen als Zeitinformation für den Nachweis eines geladenen Teilchens. Das "Zeitsignal" für ein nachgewiesenes Neutron wird von der Anode des Photomultipliers abgenommen und ebenfalls auf einen CFTD gegeben. Ein Zeit-Amplituden-Wandler (ZAW) mißt zusammen mit den Koinzidenzaussagen "Proton und Neutron" die Flugzeitdifferenz zwischen Neutron und Proton.

---

1) Timing-Filter, Ortec

2) Constant-fraction-timing-discriminator (CFTD), Ortec

Zusammen mit der Energie des Protons ist die Neutronenenergie damit festgelegt. Der Zeitbereich des ZAW's wurde zu 100 ns gewählt.

Zur Bestimmung des elektronischen Zeitnullpunkts wurden koinzidente Signale eines Impulsgenerators sowohl auf die Test-Eingänge der Vorverstärker für ΔE und E'-Zähler als auch auf eine vor dem Szintillator des Neutronendetektors angebrachte Leuchtdiode gegeben. Durch geeignete Dimensionierung der Signale konnten Neutronen und Protonen simuliert werden. Diese Anordnung erlaubte außerdem eine rasche Kontrolle der Koinzidenzapparatur.

Die Analogsignale "E" und "t" wurden in ADC's (Analog Digital-Wandler)[1)] digitalisiert und in 4-K-Vielkanalanalysatoren[1)] registriert. Für die Neutron-Proton-Koinzidenzspektren wurde eine Matrix von 128 x 32 gewählt.

Die typische Meßzeit für die Aufnahme eines Neutron-Proton-Koinzidenzspektrums betrug ca. 15 Stunden.

In der letzten Zusatzmessung zu dieser Arbeit konnte mit dem Rechner PDP-15[2)] im on-line-Betrieb gemessen werden (vgl. Ref. 25). Hier wurden die Koinzidenzereignisse in Blöcken vorgebbarer Länge auf einem Magnetband gespeichert. Es wurde ein von Frevert[26)] entwickeltes modulares Meßprogrammsystem verwendet, das es dem Experimentator ermöglicht, viele vorgefertigte Bausteine (Moduln) in einfacher Weise zu einem individuellen Meßprogramm zu verknüpfen. Die Verknüpfungen konnten während der Meßzeit schnell geändert werden, ohne daß ein Neuladen des Programms oder zeitraubende Programmierarbeit erforderlich waren.

---

1) Laben

2) Digital Equipment Corporation

Tabelle 1: Meßparameter

^{3}He-Energie	13.0 MeV
Teilchenstromstärke	25-500 nA
^{13}C-Target-Dicke (95 % angereichert)	(100±30) µg/cm^2
Abstand des Protonendetektors (Si) vom Target	13 cm
Raumwinkel	0.5 msr ± 20 %
Energieauflösung	ca. 50 keV
Abstand des Neutron-Detektors vom Target	1.0 m
Raumwinkel	12 msr ± 5 %
Szintillator (NE 213)	2" x 5"
Rückstoßprotonenschwelle	0.5 MeV
Neutron-Proton-Koinzidenzzeit	100 ns
mittlere Zeitauflösung	2 ns
mittlere Meßzeit pro Spektrum	15 Stunden

Elastische ^{3}He-Streuung

Die Winkelverteilung der elastischen ^{3}He-Streuung an ^{13}C wurde bei einer Einschußenergie von 13.0 MeV aufgenommen. Das Verhältnis der gemessenen Wirkungsquerschnitte zum berechneten Rutherfordwirkungsquerschnitt ist in Fig. 4 als Funktion des Streuwinkels im Schwerpunktsystem aufgetragen. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis von Rechnungen mit der Suchroutine JIB3RD[27] zur Beschreibung der elastischen ^{3}He-Streuung mit Hilfe eines optischen Potentials.

Die zugehörigen Parameter sind in Tab. 2 eingetragen (Pot. 1). Sie fügen sich gut ein in die von Bohne et al.[28] gefundenen Parametersätze zur Beschreibung der elastischen ^{3}He-Streuung an Targetkernen mit den Massen 15 bis 18.

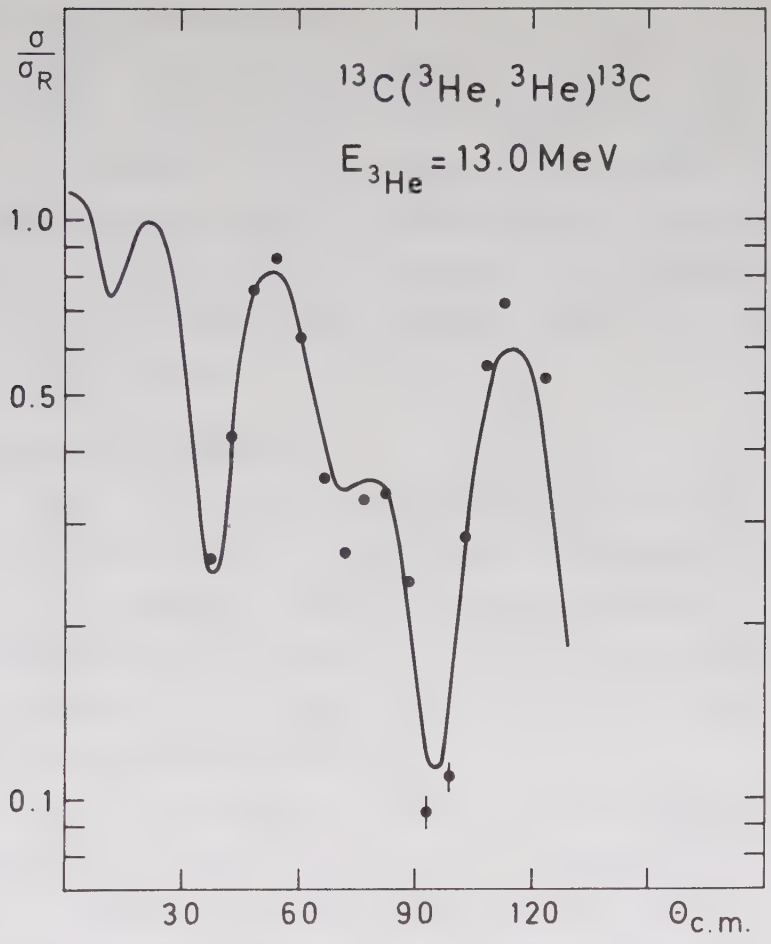


Fig. 4: Elastische ^{3}He-Streuung an ^{13}C

Die Reaktion $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$

Diese Reaktion wurde bereits mehrfach untersucht (vgl. Kap. 5.4). Für den Vergleich mit $(^{3}He,\bar{d})$ interessieren hier nur die ersten drei Übergänge zum Endkern ^{14}N. Die in das Schwerpunktsystem transformierten Wirkungsquerschnitte sind in Fig. 11 als Funktion des Winkels dargestellt. Die drei Winkelverteilungen zeigen eine ausgeprägte ℓ=1-Strippingstruktur.

Die Reaktion $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$

Mit der in Kap. 4.1 beschriebenen Methode wurden Neutron-Proton-Koinzidenzspektren der Dreiteilchenreaktion $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$ gemessen. Ein typisches Spektrum ist in Fig. 5 dargestellt. Es wurde mit den Meßparametern in Tab. 1 und unter den Winkeln $\Theta_n = \Theta_p = 12.5^{o}$ relativ zur Einschußrichtung aufgenommen.

In X-Richtung (128 Kanäle) ist die Protonenenergie E_p und in Y-Richtung (32 Kanäle) ist die Neutron-Proton-Flugzeitdifferenz t aufgetragen. Die Intensität in Z-Richtung wird durch die Größe der ausgefüllten Quadrate qualitativ wiedergegeben. Der maximale Inhalt pro Rasterpunkt entspricht 25 Koinzidenzereignissen. Es sind alle Rasterpunkte mit mehr als einem Koinzidenzereignis eingezeichnet. Ein Kanal in X- bzw. in Y-Richtung entspricht 100 keV Protonenenergie bzw. 1.5 ns für die Flugzeit t. Die experimentelle Zeitauflösung Δt beträgt etwa 2 ns. Sie ist auf Grund der Ausdehnung des Neutronendetektors für schnelle Neutronen kleiner als für langsame.

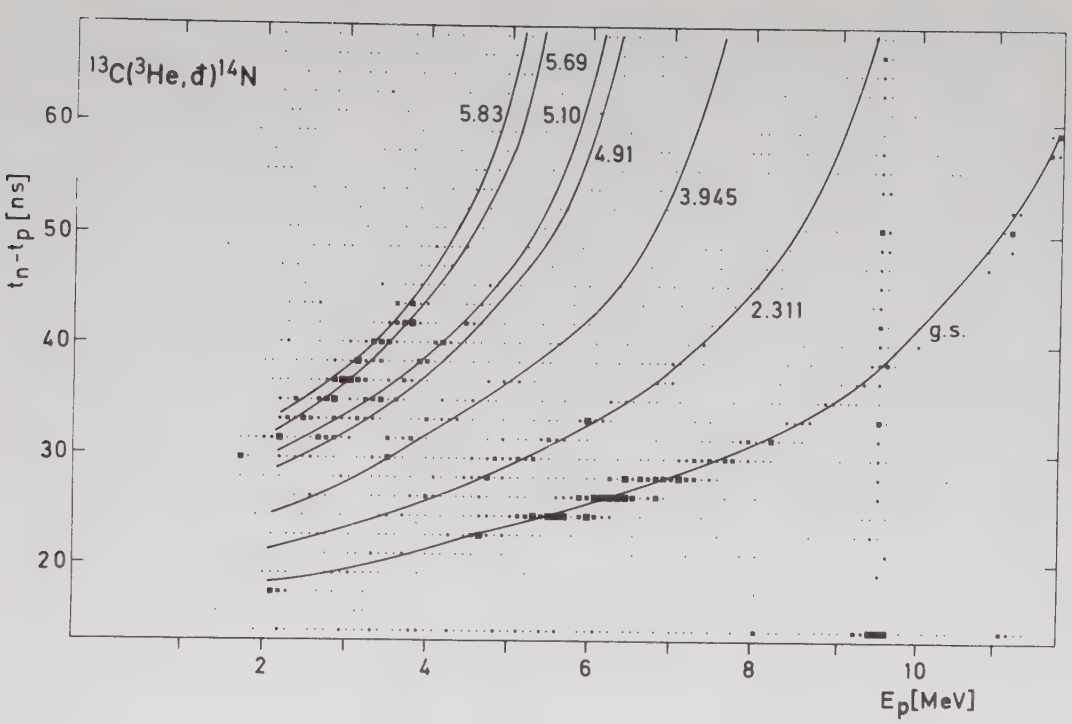


Fig. 5: Neutron-Proton Koinzidenzspektrum der Reaktion $^{13}C(^3He,np)^{14}N$

Die Koinzidenzereignisse für eine feste Anregungsenergie des Endkerns liegen auf einer kinematisch erlaubten Kurve. Sie wurden für die verschiedenen Zustände im ^{14}N mit dem Auswerteprogramm KINAUS auf Grund der nichtrelativistischen Dreiteilchenkinematik[10] berechnet. Wie man sieht, sind die ersten drei Übergänge über einen weiten Energiebereich voneinander getrennt. Für große Neutronenenergien (kleine Protonenenergie) nähern sich die Kurven einander ($\Delta t/t$ ist groß).

Der Übergang zum ^{13}N-Grundzustand aus der Reaktion $^{12}C(^{3}He,\bar{d})^{13}N$ (Targetverunreinigung) liegt kinematisch auf der für den 5.69 MeV-Zustand des Endkerns ^{14}N gezeichneten Kurve. Die Schwelle bei $E_p \sim 2$ MeV ist gegeben durch die Dicke des ΔE-Zählers, in dem Protonen kleinerer Energie abgebremst werden. Die Rückstoßprotonen aus der elastischen ^{3}He-Streuung an H-Kernen verursachen eine Erhöhung der zufälligen Zählrate bei $E_p = 9.5$ MeV.

Mit Hilfe des Auswerteprogramms KINAUS wurden die Verteilungen für die ersten drei Übergänge zum Endkern ^{14}N auf die E_p-Achse projiziert. Die Energiespektren sind in Fig. 6 dargestellt.

Die Fehlerbalken geben den rein statistischen Fehler an. Wegen der relativ niedrigen Zählrate ist der Wirkungsquerschnitt so dargestellt, daß ein Meßpunkt einem Protonenenergieintervall von 300 keV entspricht.

Allen drei Spektren gemeinsam ist ein breites, zur Neutron-Proton-Relativenergie Null hin ansteigendes Kontinuum. Es wird überlagert von schmalen Resonanzen, die durch die sequantiellen Reaktionen $^{13}C+^{3}He \rightarrow ^{15}N^{*}+p \rightarrow ^{14}N+p+n$ und $^{13}C+^{3}He \rightarrow ^{15}O^{*}+n \rightarrow ^{14}N+n+p$ erzeugt werden. Obwohl vereinzelte starke Störlinien von dem breiten Kontinuum getrennt werden können, muß doch mit einem Untergrund aus nicht aufgelösten sequentiellen Übergängen gerechnet werden.

Dieser Beitrag konnte aus einer on-line-Messung zur Untersuchung der genannten sequentiellen Reaktionen ermittelt werden (s. Ref. 25). Die mit guter Energieauflösung (50 keV) gemessenen Energiespektren für verschiedene Neutron-Proton-Relativwinkel zeigten, daß bei allen drei Spektren in Fig. 6 mit einem nahezu isotropen Untergrund gerechnet werden muß, der bis zu 3 % der maximalen Zählrate betragen kann.

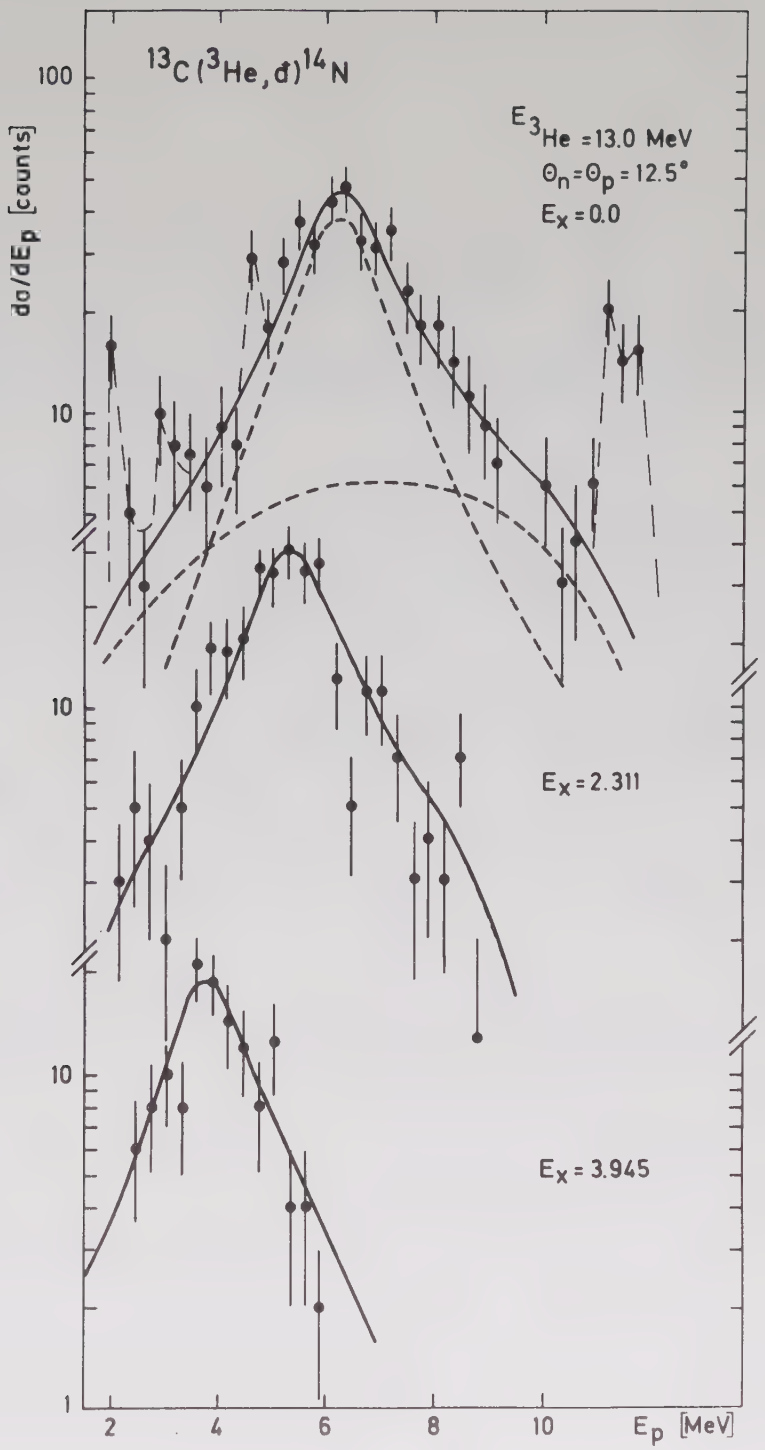


Fig. 6: Projektion der Verteilungen für die ersten drei Übergänge zum Endkern ^{14}N auf die Protonenenergie-Achse.

Der Neutron-Proton-Wirkungsquerschnitt für die breiten Kontinua wird durch die Gl. (3.23) beschrieben. Der hier am stärksten energieabhängige Faktor ist die Jost-Funktion, die die Neutron-Proton-Endzustandswechselwirkung beschreibt (vgl. Fig. 1).

Nimmt man der Einfachheit halber an, daß das Produkt $N \times \sigma^{DW} \cdot \rho_{3-12}^{-1}$ für den Singulett- und Triplett-Zustand gleich und energieunabhängig ist, so ist die Form der Energiespektren in Fig. 6 gegeben durch

$$(4.1)\quad \frac{d^3\sigma}{d\Omega_n\, d\Omega_p\, dE_p} = \text{const.}\; \rho(E_p) \left\{ \frac{1}{4} F_1^{(S)2} + \frac{3}{4} F_1^{(T)2} \right\} A(E_n) .$$

Wie man sieht, stimmen die so berechneten Kurven recht gut mit den experimentellen Spektren überein.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors $A(E_n)$ wurde unter der Annahme, daß die Neutronen durch elastische Streuung an den Protonen des Szintillators nachgewiesen werden (Einfachstreuung), mit folgender Formel[29] berechnet:

$$(4.2)\quad A(E_n, E_s, d_{Sz}) = \left(1 - \exp\left(-n_H \sigma_H d_{Sz}\right)\right)\left((E_n - E_s)/E_n\right) .$$

Dabei ist E_s die Rückstoßprotonenschwelle; n_H ist die Anzahl der H-Atome pro cm^3; σ_H ist der Wirkungsquerschnitt für die elastische Neutron-Proton-Streuung, und d_{Sz} ist die Szintillatordicke.

Wie eine ausführliche Untersuchung[21] zeigt, ist der Fehler für die relative Ansprechwahrscheinlichkeit in dem hier relevanten Energiebereich ($2 \leq E_n \leq 10$ MeV) kleiner als 5 %. Der Absolutfehler liegt jedoch bei etwa 15 %.

Der Einfluß der Streuung und Absorption von Neutronen durch den Protonendetektor und die Kammerwand auf die Form der Energiespektren ist sicherlich vernachlässigbar klein. Wie Messungen gezeigt haben, wird der Neutronenwirkungsquerschnitt durch Neutronenabsorption in einem weiten Energiebereich um (5±5) % erniedrigt.

Für den Übergang zum ^{14}N-Grundzustand sind in Fig. 6 außerdem die Singulett- und Triplettbeiträge getrennt eingezeichnet. Im Maximum der Energieverteilungen (E_{np} = 0) dominiert der Singulettanteil mit 85 % des Gesamtwirkungsquerschnitts.

Die Fig. 7 zeigt die Dreiteilchenkinematik für diesen Übergang ($\theta_n = \theta_p = 12.5^o$). Man sieht, daß die Relativenergie E_{np} über einen sehr großen Bereich von E_p klein bleibt, während die Relativenergie $E14_{N-np}$ zwischen dem Neutron-Proton-Subsystem und dem Endkern groß ist. Dies ist eine wichtige Voraussetzung für die Anwendbarkeit von Näherungsmodellen zur Beschreibung der Neutron-Proton-Endzustandswechselwirkung.

Auf Grund dieser Kinematik und der großen Phasenraumüberhöhung durch die Neutron-Proton-Singulett-Wechselwirkung wird es in dieser Messung erst möglich, die beiden Prozesse, Endzustandswechselwirkung und sequentiellen Zerfall, zu unterscheiden.

Bei einem Relativwinkel von 30^o zwischen Neutronen- und Protonendetektor ist diese Trennung nur noch begrenzt möglich, wie das Spektrum in Fig. 8 zeigt. Die Neutronen wurden unter 0^o und die Protonen unter 30^o zum ^{3}He-Strahl detektiert. Es sind wieder die Kurven für S+T, S und T

eingezeichnet. Die Kurve PS gibt die Energieabhängigkeit des Phasenraumfaktors $\rho(E_p)$ an ($F_J^{(S)} = F_J^{(T)} = 1$). Die geringe, jedoch vorhandene Phasenraumüberhöhung wird noch recht gut durch Gl. (4.1) wiedergegeben, obwohl hier die kleinste kinematisch mögliche Relativenergie E_{np} etwa 0.5 MeV ist. Der Triplett-Wirkungsquerschnitt übertrifft hier bereits den Singulett-Anteil. Es muß jedoch beachtet werden, daß die Unsicherheit, verursacht durch nicht aufgelöste sequentielle Linien, hier etwa 30 % beträgt.

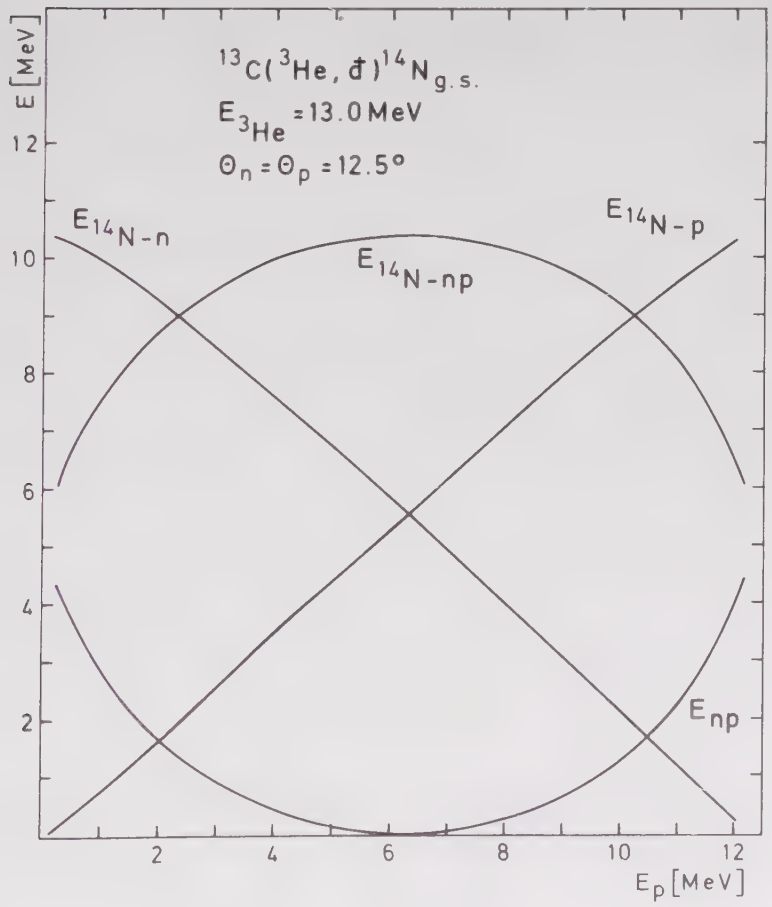


Fig. 7:
Kinematik der Dreiteilchenreaktion $^{13}C(^3He,\bar{d})^{14}N_{g.s.}$

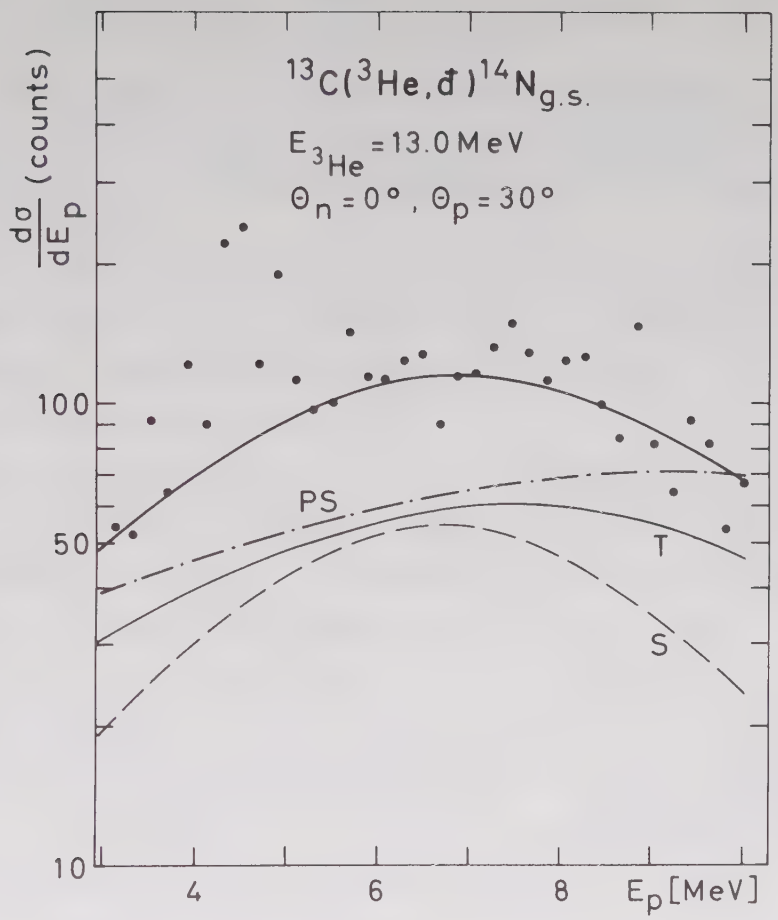


Fig. 8: Neutron-Proton-Koinzidenzspektrum aufgenommen unter den Winkeln $\Theta_n = 0^\circ$ und $\Theta_p = 30^\circ$.

Aus der Form der Neutron-Proton-Koinzidenzspektren lassen sich Informationen über das Produkt $N\sigma^{DW} F_J^2$ für Singulett- und Triplettzustand gewinnen (vgl. Gl. 3.23). Die Sicherheit

solcher Aussagen aus dieser Messung für die Reaktion $^{13}C(^{3}He,\bar{d})^{14}N$ ist begrenzt durch

1. die Statistik der aufgesammelten Zählrate,
2. durch die Störung aus sequentiellen Reaktionen und
3. durch den geringen Triplettbeitrag bei kleinen Relativenergien.

Den Punkt 3 könnte man leicht durch Messung bei größeren np-Relativwinkeln ausschalten, doch würde dann die Unsicherheit durch den sequentiellen Beitrag - wie Fig. 8 zeigt- stark vergrößert.

Da die Energiespektren in Fig. 5 schon recht gut durch die Näherung (4.1) beschrieben werden, wird man erwarten, daß das Produkt $N\ \sigma^{DW}\rho_{3-12}{}^{-1}$ für Singulett und Triplett nahezu gleich und die Energieabhängigkeit klein ist.

Die DWBA-Wirkungsquerschnitte für Singulett und Triplett können berechnet werden (vgl. Kap. 5), und es ergibt sich - unter Verwendung von verschiedenen Parametersätzen (Tab. 2) - daß für den ^{14}N-Grundzustandsübergang in dem Energiebereich $0 \leq E_{np} \leq 1$ MeV gilt:

$$\sigma^{DW}_{S=0}(E_{np})/\sigma^{DW}_{S=1}(E_{np}) = 1.08 \pm 3\ \%.$$

Die Energieabhängigkeit der DWBA-Wirkungsquerschnitte für Singulett und Triplett ist in demselben Energieintervall kleiner als 10 %. Der Einfluß von ρ_{3-12} ist trivial; die Änderung beträgt ebenfalls weniger als 10 %.

Hieraus kann man folgern, daß die Größe N für Singulett und Triplett etwa gleich sein wird, d.h. die Radialwellenfunktion, definiert in Gl. (3.17), und die spektroskopische Funktion in Gl. (3.21) werden sich für beide Zustände nur wenig unterscheiden - was man auch erwarten würde.

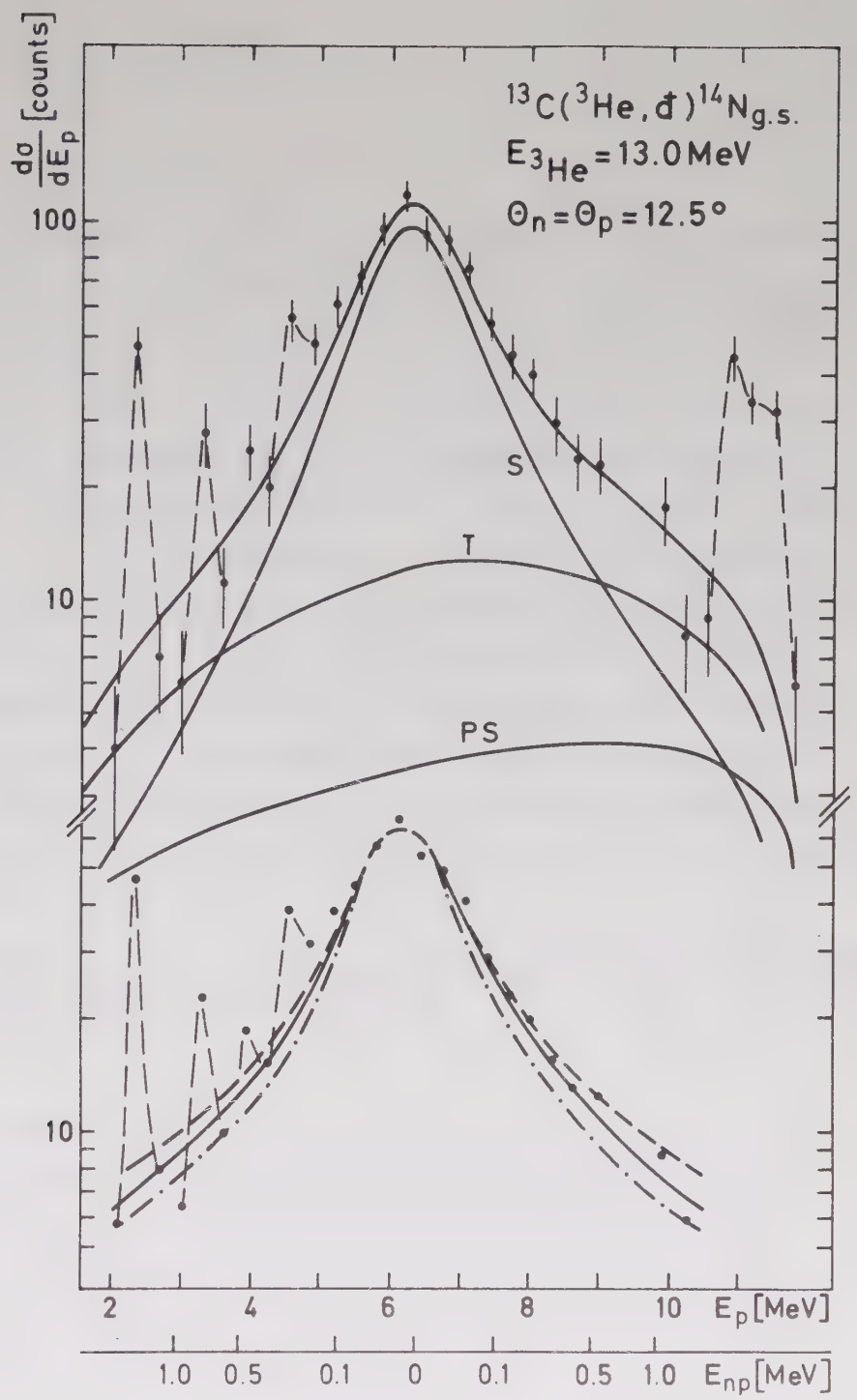


Fig. 9: Neutron-Proton-Koinzidenzspektren.
(Erläuterung, s. Text)

Da also die Energieabhängigkeit der Neutron-Proton-Wirkungsquerschnitte fast ausschließlich durch die Jost-Funktion beschrieben wird, kann untersucht werden, inwieweit die hier eingehenden Parameter aus dieser Messung bestimmt werden können. Dies soll am Beispiel des in Fig. 9 gezeigten Energiespektrums für den Übergang zum ^{14}N-Grundzustand geschehen. Es wurde im Strippingmaximum (vgl. Fig. 11) unter den Winkeln $\Theta_n = \Theta_p = 12.5^o$ aufgenommen. Für das obere Spektrum sind wieder die nach Gl. (4.1) berechneten Überhöhungen des Phasenraums (PS) für S, T und S+T getrennt eingezeichnet.

Das untere Spektrum ergibt sich aus dem oberen nach Division durch $\rho(E_p)A(E_n)\rho_{3-12}^{-1}$. Nimmt man an, daß N für Singulett und Triplett gleich ist, so wird das Spektrum mit den Parametern aus der freien Neutron-Proton-Streuung (Gl. 2.18) beschrieben durch

$$(4.3)\qquad \frac{d^3\sigma}{d\Omega_n\, d\Omega_p\, dE_p} = \text{const.} \left\{ \frac{1}{4} F_J^{(S)2} \sigma^{DW}_{(S)} + \frac{3}{4} F_J^{(T)2} \sigma^{DW}_{(T)} \right\}.$$

Es hat sich gezeigt, daß von allen vier Parametern die Singulettstreulänge $a^{(s)}$ den größten Einfluß auf die Form des Energiespektrums hat. Die strichpunktierte Kurve ergibt sich durch eine Erhöhung des Absolutwertes von $a^{(S)}$ um 10 %. Wie man sieht, erhält man eine deutlich schlechtere Anpassung an die experimentelle Form.

Der Einfluß einer Änderung des Verhältnisses $N^{(S)}/N^{(T)}$ ist klein, wie die gestrichelte Kurve zeigt. Das Verhältnis wurde hier von 1 auf 0.75 erniedrigt. Es ergibt sich immerhin eine Änderung in der Form und eine schlechtere Anpassung.

Man kann feststellen, daß in Anbetracht der Unsicherheit in der Berücksichtigung der sequentiellen Übergänge der

Wert für die Singulett-Streulänge $a^{(S)}$ in Gl. (2.18) hier innerhalb von 10 % bestätigt wird. Für das Verhältnis $N^{(S)}/N^{(T)}$ ergibt sich mit einer experimentellen Unsicherheit von ca. 30 % der Wert Eins.

Im folgenden wird der Einfluß der endlichen Ausdehnung der Detektoren auf die Neutron-Proton-Koinzidenzzählrate untersucht.

Wegen der starken Abhängigkeit der Zählrate von der Relativenergie E_{np} läßt sich eine ebenfalls starke Abhängigkeit von der Größe der Detektorraumwinkel vermuten.

Da man in Koinzidenzexperimenten aus Zählratengründen gezwungen ist, diese möglichst groß zu wählen (hier: Ω_p = 0.5 und Ω_n = 12 msr), ist die Annahme differentieller Raumwinkel fragwürdig. So ist mit der in Fig. 3 gezeigten Detektoranordnung der Nachweis von Singulett-Deuteronen mit E_{np} = 0 kinematisch nur in dem kleinen Raumwinkel Ω_p möglich. Für $\Omega_n > \Omega_p$ ist dann der Nachweis hierfür tatsächlich von der Größe von Ω_n unabhängig.

In Fig. 10 ist die Abhängigkeit der integrierten Energiespektren für den ^{14}N-Grundzustand von der Größe des Neutronendetektorraumwinkels dargestellt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors und starke sequentielle Übergänge wurden berücksichtigt. Die entsprechende gerechnete Kurve b) wurde durch Integration der durch $A(E_n)$ dividierten Gl. 4.1 über Ω_n und E_p erhalten. Sie beschreibt die experimentelle Abhängigkeit gut.

Die Kurve c) gibt die Abhängigkeit der über Ω_n integrierten Koinzidenzzählrate im Energiebereich $0 \leq E_{np} \leq 100$ keV an. Wie man sieht, ist der Nachweis von Neutron-Proton-Paaren mit $E_{np} \leq 100$ keV nur bis zu einem Raumwinkel von etwa 120 msr möglich.

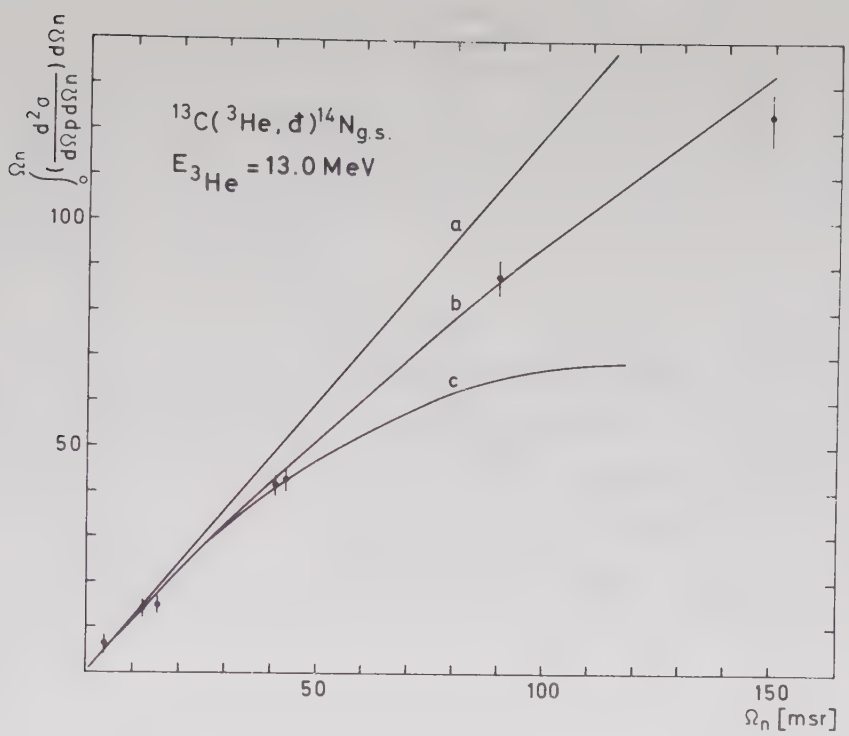


Fig. 10: Abhängigkeit der np-Koinzidenzzählrate von der Größe des Neutronendetektorraumwinkels (s. Text).

Zum Vergleich ist noch die Kurve (a) für einen Wirkungsquerschnitt eingezeichnet, der von der Relativenergie nicht abhängt und deshalb proportional zum Raumwinkel ist.

Es läßt sich ablesen, daß für die integrierten Wirkungsquerschnitte b) und c) eine Proportionalität zum Neutronendetektorraumwinkel bis zu $\Omega_n \approx 15$ msr besteht.

Es zeigte sich weiterhin, daß sich die Form der nur über den Raumwinkel Ω_n integrierten Energiespektren bis zu $\Omega_n \approx 15$ msr nicht von der eines "punktförmigen" Detektors unterscheidet. Bei noch größeren Raumwinkeln werden die Energiespektren zunehmend flacher.

Als Ergebnis kann man feststellen, daß die in dieser Messung verwendeten Raumwinkel für über die Energie integrierten Wirkungsquerschnitte als differentiell angesehen werden können, so lange für die obere Integrationsgrenze $\bar{E}_p$ gilt: $\bar{E}_{np}(\bar{E}_p) \geq 100$ keV.

Für den Vergleich mit DWBA wurden die gemessenen Singulett-Deuteronen-Wirkungsquerschnitte durch die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors dividiert und entsprechend Gl. (3.23) in den Singulett- und Triplettanteil zerlegt. Nach der Transformation in das SZ-Koordinatensystem gemäß Gl. (2.25) wurden die Anteile über E_{np} integriert. Die obere Integrationsgrenze wurde zu 100 keV gewählt.

Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte für den Singulett-Anteil sind in Fig. 11 als Funktion des Winkels $\Theta_{\bar{d}}$ dargestellt.

Man sieht, daß diese Winkelverteilungen eine ähnliche Strippingstruktur haben wie die aus der Reaktion (^{3}He,d).

Weiterhin hat sich gezeigt, daß weder die Winkelverteilungen noch die relativen Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte für verschiedene Übergänge zum Endkern von der Zerlegung in Singulett- und Triplettanteil abhängen.

DWBA-Analyse der Reaktionen $^{13}C(^3He,d)^{14}N$ und $^{13}C(^3He,\bar{d})^{14}N$

Direkte Ein-Nukleon-Transfer-Reaktionen können in der DWBA-Theorie[20] mit Nullreichweitennäherung durch einen Kernstrukturanteil $S_{\ell j}$ und einen nur vom Reaktionsmechanismus bestimmten Anteil σ^{DW} beschrieben werden.

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{13}C(^3He,d)^{14}N$ und $^{13}C(^3He,\bar{d})^{14}N$ sind mit diesen Größen durch die Gl. (3.11) und (3.22) verknüpft.

Der Isospin-Clebsch-Gordan-Koeffizient C_t^2 für den Überlapp $\langle B|A+p\rangle$ ist gegeben durch[32]:

$$(5.1)\qquad C_t^2 = \begin{cases} (2T_A+1)^{-1} \\ 2T_A(2T_A+1)^{-1} \end{cases} \quad \text{für} \quad \begin{cases} T_B = T_A + 1/2 \\ T_B = T_A - 1/2 \end{cases}.$$

Für die oben genannten Reaktionen ergibt sich für ^{14}N-Zustände mit den Isospinquantenzahlen T=0 und T=1 der Wert 1/2.

Die Größen σ_d^{DW} und $\sigma_{\bar{d}}^{DW}$ wurden mit dem DWBA-Programm DWUCK[33] an der Rechenanlage Siemens 4004 des Hahn-Meitner-Instituts berechnet.

Das Singulett-Deuteron wurde wie ein kompaktes Teilchen mit dem Spin 0 und der Masse 2 behandelt. Der Q-Wert der (^{3}He,$\bar{d}$)-Reaktion ist durch Gl. (2.27) gegeben.

Optische Potentiale

Die gestörten Wellen im Ein- und Ausgangskanal werden in dem DWBA-Code mit Hilfe von Potentialen berechnet, die aus der elastischen Streuung im Rahmen des optischen Modells ermittelt werden. Die Potentiale werden in der Saxon-Woods-Form angenommen und durch Parametersätze charakterisiert (vgl. z.B. Ref. 20).

Die Nichtlokalität der Kernpotentiale kann in dem Code DWUCK in der "Local Energy Approximation" berücksichtigt werden. Hierzu werden die Radialwellenfunktionen der einzelnen Kanäle mit folgender Korrekturfunktion multipliziert[34,35]:

$$(5.2)\qquad f_i(r) = C\left\{1 - \frac{\mu_i \beta_i}{2\hbar^2} U_i(r)\right\}^{-1/2}.$$

Tabelle 2: Parameter des optischen Modells für die DWBA-Rechnungen der Reaktion $^{13}C(^{3}He,d)^{14}N$

	V (MeV)	r_o (fm)	a (fm)	W (MeV)	W' (MeV)	r'_o (fm)	a' (fm)	r_c (fm)	$V_{s.o.}$ (MeV)
$^{3}He + ^{13}C$									
Pot. 1[a)]	167	1.33	0.59	13.7		1.87	0.65	1.4	3.0
2[b)]	160	0.93	0.81	5.8		2.25	0.65	1.4	6.0
$d + ^{14}N$									
Pot. 3[c)]	86.3	1.105	0.9385	-	39.7	1.608	0.598	1.3	-
4[d)]	118.0	0.934	0.792	-	23.80	1.58	0.777	1.3	6.0
gebundenes Proton	-[+)]	1.25	0.65					1.3	$\lambda = 25$

a) aus dieser Arbeit

b) Ref. 16

c) Ref. 37

d) s. Ref. 38

[+)] Die Potentialtiefe für das gebundene Proton wird vom DWBA-Programm DWUCK so gewählt, daß die Bindungsenergie des Protons richtig wiedergegeben wird.

Hier ist C der Renormierungsfaktor für die Wellenfunktion des gebundenen Protons; μ_i ist die reduzierte Masse, und β_i ist die Reichweite der Nichtlokalität der Potentiale $U_i(r)$.

Diese Korrektur bewirkt eine Dämpfung der Radialwellenfunktionen im Kerninnern.

Für die einzelnen Kanäle der hier untersuchten Reaktionen wurden die Parameter $\beta_p = 0.85$, $\beta_d = 0.54$ und $\beta_{^3He} = 0.20$ fm verwendet[33].

Die Parametersätze für die $^{13}C(^3He,d)^{14}N$-Reaktion sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Für den Ein- und Ausgangskanal werden jeweils zwei Sätze herangezogen.

Der Parametersatz "Pot. 1" wurde aus der hier gemessenen ^3He-Streuung an ^{13}C gewonnen (vgl. Kap. 4.2). Der Satz "Pot. 2" wurde aus den in Ref.36 angegebenen Sätzen für $E_{^3He} = 12$ und 15 MeV interpoliert. Zur Beschreibung der elastischen Deuteronenstreuung an ^{14}N wird ein Satz verwendet ("Pot. 3"), der bei einer Einschußenergie von 11.5 MeV gewonnen wurde[37]. Die von Holbrow[38] untersuchte Reaktion $^{13}C(^3He,d)^{14}N$ mit $E_{^3He} = 15$ MeV wird recht gut beschrieben mit einem Satz, der von Satchler (vgl. Ref. 38) für die Deuteronenstreuung an ^{18}O bei 15 MeV angegeben wird. Dieser Satz wird hier zu Vergleichszwecken ebenfalls verwendet.

Für das gebundene Proton werden die in dieser Massengegend üblichen Parameter benutzt (z.B. Ref. 43). Der Spin-Bahn-Term ist im Programm DWUCK in der Thomas-Form angesetzt[33].

Winkelverteilungen

Aus dem Vergleich der Form der gemessenen Winkelverteilungen mit den Rechnungen der Strippingtheorie kann man Aussagen

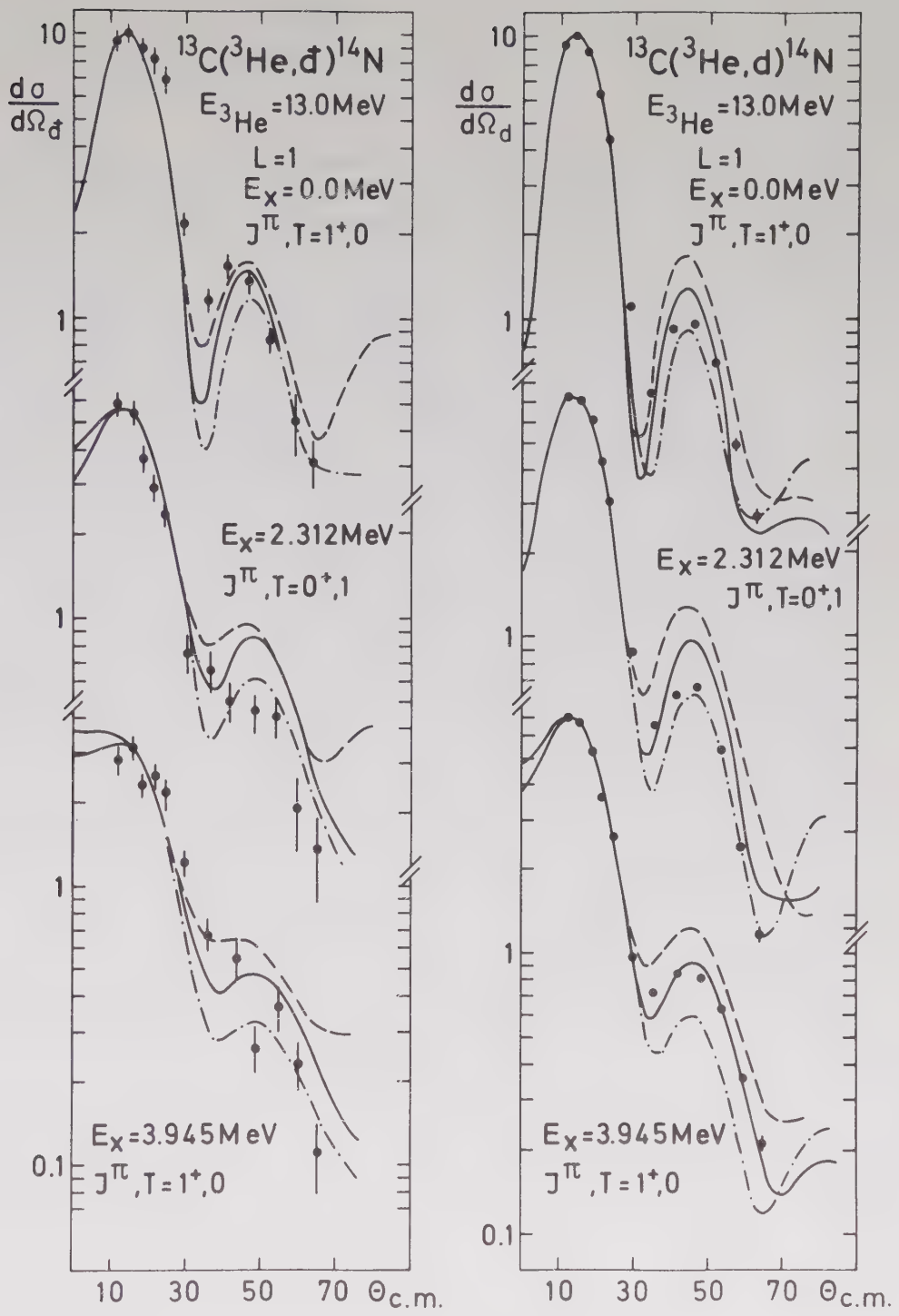


Fig. 11: Vergleich der gemessenen Winkelverteilungen der Reaktionen $^{13}C(^3He,d)^{14}N$ und $^{13}C(^3He,\bar{d})^{14}N$ mit DWBA-Kurven bei Verwendung von verschiedenen Kombinationen der in Tab. 2 angegebenen Parametersätze.

------- (2,3)

——— (1,3)

-.-.-.- (1,4)

über den Bahndrehimpuls des transferierten Teilchens und den Reaktionsmechanismus erhalten.

Für den Grundzustand und die ersten beiden angeregten Zustände des Endkerns ^{14}N werden die experimentellen Winkelverteilungen aus den Reaktionen $^{13}C(^{3}He,d)$ und $^{13}C(^{3}He,\bar{d})$ mit den gerechneten DWBA-Kurven in Fig. 11 verglichen. Sie wurden jeweils im Maximum der L=1-Winkelverteilungen einander angepaßt.

Zur Berechnung der theoretischen Kurven wurden drei Kombinationen der vier in Tab. 2 angegebenen Parametersätze für Ein- und Ausgangskanal verwendet. Die vierte Kombination (2,4) lieferte keine befriedigende Anpassung an das Experiment. Während alle DWBA-Kurven das Vorwärtsmaximum gleich gut beschreiben, wird das Verhältnis der Höhe von dem ersten zu dem zweiten relativen Maximum unterschiedlich angegeben.

Die LEA-Korrektur senkt für alle Kombinationen und Übergänge das zweite Maximum um etwa 25 % gegenüber dem ersten ab. In Anbetracht der großen Unterschiede der verwendeten Potentiale ist die Übereinstimmung mit den experimentellen Winkelverteilungen erstaunlich gut.

Die DWBA-Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $(^{3}He,\bar{d})$ und $(^{3}He,d)$ unterscheiden sich nur durch die Abhängigkeit vom unterschiedlichen Q-Wert der Reaktionen und vom unterschiedlichen Spin von Deuteron und Singulett-Deuteron.

Die Abhängigkeit der DWBA-Wirkungsquerschnitte vom Spin der auslaufenden Teilchen ist durch das Spin-Bahn-Wechselwirkungspotential V_{so} gegeben; sie ist im allgemeinen klein.

Für ein Neutron-Proton-Paar mit den Spinquantenzahlen 1 und 0 im Ausgangskanal ergaben sich hier Unterschiede in den DWBA-Wirkungsquerschnitten bis zu maximal 10 %.

Der Q-Wert der $(^{3}He,\bar{d})$-Reaktion ist gegenüber dem der $(^{3}He,d)$-Reaktion um die Bindungsenergie des Deuterons und die

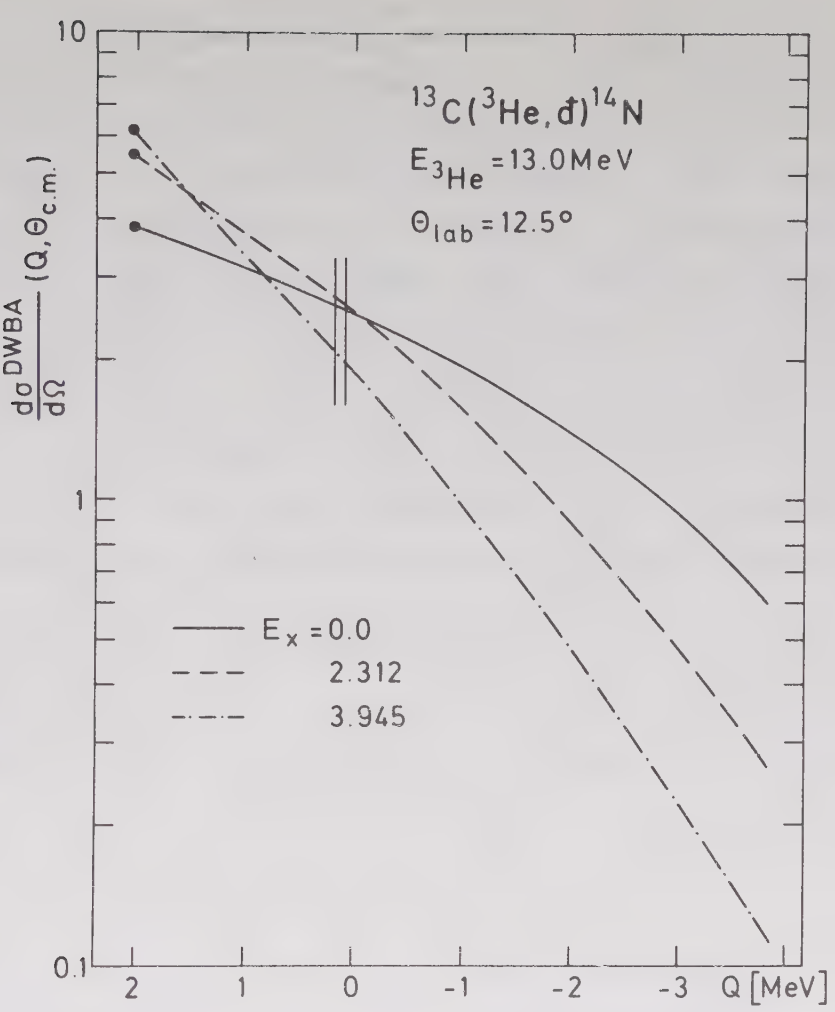


Fig. 12: Q-Wert-Abhängigkeit der DWBA-Wirkungsquerschnitte (s. Text).

"Anregungsenergie" ($E_x = E_{np}$) des Singulett-Deuterons verringert (s. Gl. 2.27). Die Q-Wert-Abhängigkeit der DWBA-Wirkungsquerschnitte ist in Fig. 12 dargestellt. Zur Berechnung wurde die Parameterkombination (1,3) in Tab. 2 verwendet.

Da hier im Ausgangskanal $V_{so} = 0$ gilt, ergeben sich keine Unterschiede durch verschiedenen Spin der auslaufenden leichten Teilchen. Die ausgezogene Kurve gibt die Q-Wert-Abhängigkeit der DWBA-Wirkungsquerschnitte für den Übergang zum ^{14}N-Grundzustand an, wobei in den Rechnungen der Laborwinkel festgehalten wurde. Der DWBA-Wert für die $^{13}C(^{3}He,d)$-Reaktion ist dargestellt durch den Punkt auf dieser Kurve ($Q \approx 2$ MeV). Die DWBA-Werte für die $^{13}C(^{3}He,\bar{d})$-Reaktion werden mit zunehmender Relativenergie E_{np} (abnehmenden Q-Wert) kleiner. Für die Relativenergie $E_{np} = 0$ gilt hier $Q = -.168$ MeV. Deuteronen und Singulett-Deuteronen mit $E_{np} = 0$ sind im Q-Wert um 2.2 MeV getrennt.

Entsprechend dazu sind die DWBA-Kurven für die ersten beiden angeregten Zustände im ^{14}N eingezeichnet, wobei man die zugehörigen Q-Werte aus den auf der Abszisse angegebenen durch Subtraktion der Anregungsenergie des Endkerns ^{14}N erhält.

Die beiden vertikalen Linien deuten den in dieser Arbeit gewählten Auswertebereich an. In diesem Intervall mit $0 \leq E_{np} \leq 100$ keV liegt etwa die Hälfte der Neutron-Proton-Koinzidenzzählrate für die in Fig. 9 gezeigten Übergänge.

Wie man sieht, ändern sich hier die DWBA-Wirkungsquerschnitte um maximal 5 %, so daß man in guter Näherung solche Singulett-Deuteronen durch mittlere DWBA-Werte beschreiben kann.

Es hat sich gezeigt, daß sich das Verhältnis der DWBA-Werte für d und $\bar{d}$ auch bei Variation der Potentialparameter nur geringfügig ändert.

Die Form der gemessenen Winkelverteilungen ist innerhalb der experimentellen Unsicherheiten für Neutron-Proton im Singulett- und Triplett-Zustand gleich.

Spektroskopische Faktoren

Die spektroskopische Information $S_{\ell j}$ für den Überlapp $<^{14}N|^{13}C+p>$ aus den Reaktionen $^{13}C(^{3}He,d)$ und $^{13}C(^{3}He,\bar{d})$ erhält man über die Beziehungen (3.11) und (3.22).

Die relativen spektroskopischen Faktoren für die ersten drei Zustände im ^{14}N wurden an der Stelle des Strippingmaximums der ℓ=1-Winkelverteilungen ermittelt. Sie sind für DWBA-Wirkungsquerschnitte aus drei Kombinationen der in Tab. 2 angegebenen Parametersätze in Tab. 3 zusammengestellt.

Wie man sieht, stimmen alle Werte aus $(^{3}He,d)$ und $(^{3}He,\bar{d})$ relativ zueinander innerhalb von etwa 10 % überein. Die Fehler für die relativen $\bar{d}$-Wirkungsquerschnitte für die Zustände im Endkern liegen im Strippingmaximum bei etwa 5 %. Die der relativen DWBA-Wirkungsquerschnitte dürften bei ebenfalls 5 % liegen. Die relativen spektroskopischen Faktoren sind innerhalb der experimentellen Fehler aus den Singulett- und Triplett-Anteilen der np-Wirkungsquerschnitte gleich.

Zur Isospinabhängigkeit der optischen Potentiale

Während der Einfluß der Spinquantenzahl für die an der Reaktion beteiligten Teilchen in der DWBA-Methode durch eine Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt wird, bleibt ein eventueller Isospin-Beitrag unberücksichtigt.

Einen ersten Hinweis auf eine mögliche Isospinabhängigkeit in Protontransferreaktionen haben Siemssen et al.[7] gegeben. Bei einem Vergleich der analogen Reaktionen (d,n) und $(^{3}He,d)$ an verschiedenen Targetkernen haben sie festgestellt, daß diese Reaktionen zu den uu-Endkernen ^{10}B, ^{14}N und ^{26}Al drastisch unterschiedliche spektroskopische Faktoren für T>-Zustände liefern, während die für T<-Zustände übereinstimmen. Die Werte für T>-Zustände waren aus (d,n) bis zu einem Faktor 2.5 kleiner.

Tabelle 3: Spektroskopische Faktoren aus den Reaktionen $^{13}C(^3He,d)^{14}N$ und $^{13}C(^3He,\bar{d})^{14}N$

E_x [MeV]	J^π,T	Konfiguration	ℓ_p	$(^3He,d)$ $S^{a)}_{1,3}$	$S_{1,4}$	$S_{2,3}$	$(^3He,\bar{d})$ $S_{1,3}$	$S_{1,4}$	$S_{2,3}$
0.0	$1^+,0$	$p_{1/2}^{-2}$	1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
2.312	$0^+,1$	$p_{1/2}^{-2}$	1	1.45	1.54	1.51	1.54	1.64	1.55
3.945	$1^+,0$	$p_{3/2}^{-1}\ p_{1/2}^{-1}$	1	0.41	0.45	0.44	0.39	0.43	0.40

a) Die spektroskopischen Faktoren $S_{I,J}$ ergeben sich unter Verwendung der in Tabelle 1 angegebenen Parametersätze (I,J) für Ein- und Ausgangskanal.

Tamura[40] versuchte, diese Diskrepanzen durch CCBA-Rechnungen mit einer Isospinaustauschkraft tT U(r) am Beispiel des Endkerns ^{10}B zu klären.

Der Isospinterm hat in der (d,n)-Reaktion nur im Ausgangskanal und in der Reaktion (^{3}He,d) nur im Eingangskanal einen Einfluß ($t_d = 0$).

Für die (d,n)-Reaktion gibt Tamura folgende Übergangsamplitude an:

$$(5.3)\quad T_{d,n} = \langle \chi_n^{(-)} \psi_p \,|V_{pn}|\, \chi_d^{(+)} \rangle - (2T_t+1)^{1/2} \langle \chi_p^{(-)} \psi_n \,|V_{pn}|\, \chi_d^{(+)} \rangle$$

Durch die Isospinaustauschkraft werden hier die Kanäle (d,n) und (d,p) gekoppelt. Die Funktionen $\chi_n^{(-)}$ und $\chi_p^{(-)}$ sind Lösungen der gekoppelten Lane-Gleichungen[41], wobei hier die Randbedingungen so gewählt sind, daß sich der Ausdruck (5.3) bei Abwesenheit der Austauschkraft auf den ersten Überlapp reduziert. ψ_p und ψ_n sind die Formfaktoren für das gebundene Proton bzw. das Neutron. $\chi_d^{(+)}$ ist die Streuwellenfunktion des Deuterons.

Nachdem die ersten Rechnungen am Beispiel der Reaktionen ^{9}Be(d,n) und ^{9}Be(^{3}He,d) übereinstimmende spektroskopische Faktoren ergeben hatten, zeigte sich jedoch später, daß die gute Übereinstimmung das Resultat eines Rechenfehlers war. Die Diskrepanz zwischen den spektroskopischen Faktoren wurde ohne diesen Fehler eher größer[8].

Eine von Tamura vorhergesagte Energieabhängigkeit des Einflusses der tT-Austauschkraft veranlaßte Cookson[43], die Reaktion $^{13}C(d,n)^{14}N$ bei Einschußenergien zwischen 7 und 12 MeV zu untersuchen. Es wurde keine Energieabhängigkeit der spektroskopischen Faktoren gefunden.

Mit dem Singulett-Deuteron hat man ein weiteres Hilfsmittel, den Einfluß des Isospins in direkten Reaktionen experimentell zu untersuchen.

Während eine Isospinaustauschkraft für die Reaktionen $^{13}C(^3He,d)$ und $^{13}C(^3He,\bar{d})$ im Eingangskanal in gleicher Weise wirkt, ergibt sich im Ausgangskanal nur ein Einfluß auf den T=1-Übergang im ^{13}C aus $(^3He,\bar{d})$.

In der Tabelle 4 werden die bisher gewonnenen relativen spektroskopischen Faktoren für die ersten drei Zustände im ^{14}N aus den Reaktionen (d,n), $(^3He,d)$ und $(^3He,\bar{d})$ miteinander verglichen.

Wie man sieht, stimmen die (d,n)-Werte für den T=1-Zustand bei E_x = 2.312 MeV innerhalb von 10 % überein. Mit Ausnahme des Wertes aus $E_{^3He}$ = 13 MeV von Siemssen et al.[7] gilt das auch für die Reaktionen $(^3He,d)$ und $(^3He,\bar{d})$. Sie liegen jedoch um etwa 50 % über den (d,n)-Werten. Der theoretische spektroskopische Faktor, von Kurath ermittelt (vgl. Ref. 38), liegt mit 1.24 genau dazwischen.

Für den 3.945 MeV-Zustand stimmen alle spektroskopischen Faktoren - mit Ausnahme der (d,n)-Werte bei kleinen Einschußenergien - innerhalb von 20 % überein.

Der Fehler für die relativen spektroskopischen Faktoren aus $(^3He,d)$ wird durch die Unsicherheit in den DWBA-Wirkungsquerschnitten bestimmt, (ca. 5 %). Die relativen Werte aus $(^3He,\bar{d})$ sind mit einem Fehler bis zu 8 % behaftet.

Aus der Tatsache, daß die relativen spektroskopischen Faktoren aus $(^3He,d)$ und $(^3He,\bar{d})$ gut übereinstimmen, kann man folgern, daß Isospineffekte hier nur eine untergeordnete Rolle spielen. Dies liefert ein weiteres Indiz dafür, daß die Diskrepanzen zwischen (d,n) und $(^3He,d)$ nicht durch Isospineffekte verursacht werden.

Tabelle 4: Vergleich der spektroskopischen Faktoren aus den Reaktionen $^{13}C(d,n)$, $^{13}C(^3He,d)$ und $^{13}C(^3He,\bar{d})$.

		(d,n) E_d [MeV]			(^{3}He,d) $E_{^3He}$ [MeV]			(^{3}He,d) diese Arbeit[e]	(^{3}He,$\bar{d}$) diese Arbeit[e]	Theorie[d]
E_x [MeV]	J^π,T	3,9[a]	5,5[b]	7.0-12.0[c]	13.0[b]	15.0[d]	17.0[b]	13.0	13.0	
0.0	1^+,0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
2.312	0^+,1	0.97	1.1	0.92	1.93	1.53	1.6	1.50	1.57	1.24
3.945	1^+,0	0.72	0.8	0.55	0.52	0.39	0.5	0.43	0.41	0.29

a) Ref. 45
b) Ref. 7
c) Ref. 43
d) Ref. 38
e) gemittelte Werte aus Tabelle 3

Normierungskonstante für die Reaktion (^{3}He,$\bar{d}$)

Aus der Form der Neutron-Proton-Energiespektren konnte geschlossen werden, daß für die Normierungskonstanten für Singulett- und Triplettzustand gilt (vgl. Kap. 4.4):
$N(^3He,(np)_{S=0})/N(^3He,(np)_{S=1}) = 1 \pm 30\ \%$.

Die beiden Zustände des ungebundenen Neutron-Proton-Systems gemeinsame Konstante

$$N(^3He,d\bar{t}) = N(^3He,(np)_{S=0}) = N(^3He,(np)_{S=1}), \tag{5.4}$$

läßt sich durch Vergleich der (^{3}He,$\bar{d}$) und (^{3}He,d)-Wirkungsquerschnitte über die Gleichungen (3.11) und (3.23) relativ zu $N(^3He,d)$ bestimmen.

Für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte im Laborsystem erhält man die Beziehung:

$$\frac{\sigma_{\bar{d}}(\Omega_p,\Omega_n,E_p)}{\sigma_d(\Omega_d)} = \frac{N(^3He,d\bar{t})}{N(^3He,d)}\ \frac{4\pi}{\sigma_d^{DW}}\ \frac{\rho_{3-d}}{\rho_d^L}\ (1-\eta)\ \frac{4\pi}{\Omega_p} \cdot \tag{5.5}$$

$$\cdot \int_{\Omega_p}\int_{\Omega_n}\int_{E_p} d\Omega_p\, d\Omega_n\, dE_p\ \frac{\rho(E_p)}{\rho_{3-np}} \left\{ \frac{1}{4} F_J^{(S)2}\, \sigma_{(S)}^{DW} + \frac{3}{4} F_J^{(T)2}\, \sigma_{(T)}^{DW} \right\} A(E_n).$$

Hier ist der Deuteronenphasenraumfaktor im Laborsystem mit ρ_d^L bezeichnet. Die Raumwinkel Ω_p und Ω_d sind identisch. Für den Koeffizienten η, der die Absorption von Neutronen in dem Protonendetektorsystem und in der Vakuumkammerwand berücksichtigt, wurde der Wert 0.05 $\pm$ 0.05 ermittelt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors wurde mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms[42] mit einem Fehler von etwa 3 % errechnet (vgl. Ref. 21). Der Fehler durch ungenaue Justierung der Detektoren relativ zueinander muß zu 5 % angenommen werden.

Aus vielen Neutron-Proton-Energiespektren der Reaktion $^{13}C(^3He,\bar{d})^{14}N$ zu verschiedenen Zuständen des Endkerns wurde folgender Wert ermittelt (die Deuteronen wurden immer mitgemessen):

$$\frac{N(^3He,\alpha t)}{N(^3He,\alpha d)} = (12 \pm 2)\ fm^3 \qquad (5.6)$$

Die Dimension "fm^3" erklärt sich durch die Amplitudennormierung der np-Radialwellenfunktion (Gl. 3.17).

Es zeigte sich, daß der Wert in Gl. (5.6) unabhängig von der Wahl der Parametersätze in Tab. 2 ist; die Q-Wertabhängigkeit der DWBA-Wirkungsquerschnitte wird von allen hier benutzten Kombinationen der Parametersätze innerhalb von etwa 5 % in gleicher Weise wiedergegeben.

Der aufgerundete Gesamtfehler von 15 % setzt sich zusammen aus folgenden Einzelfehlern:

Statistik	5 %
Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors	3 %
Raumwinkelbestimmung	5 %
Neutronenabsorption	5 %
Detektorjustierung	5 %
Relative DWBA-Wirkungsquerschnitte	5 %
Untergrund aus nicht aufgelösten sequentiellen Linien	3 %

Am Beispiel der von Bohne et al.[3] untersuchten $^{10}B(^3He,\bar{d})^{11}C$-Reaktion wurde geprüft, ob der Wert für das Verhältnis der Normierungskonstanten in Gl. (5.6) allgemeiner gültig ist. Zur Vermeidung experimenteller Fehlerquellen wurden in einer Zusatzmessung sowohl diese Reaktion als auch die $^{13}C(^3He,\bar{d})$-Reaktion hintereinander gemessen. Da auch die ersten drei

Übergänge zum ^{10}B ℓ = 1-Winkelverteilungen zeigen (vgl. Ref. 3), konnten beide Reaktionen bei demselben Laborwinkel im Strippingmaximum miteinander verglichen werden. Die DWBA-Wirkungsquerschnitte wurden mit den von Bohne et al.[3] angegebenen optischen Potentialen berechnet. Für das Verhältnis der Normierungskonstanten wurde der Wert in Gl. (5.6) innerhalb von 10 % bestätigt. Der Fehler war hauptsächlich durch die Statistik der Zählrate für die Übergänge zum ^{10}B bestimmt.

Dieses Ergebnis läßt den Schluß zu, daß die Dreiteilchenreaktion ($^3He,\bar{d}$) in der gleichen Weise wie die Reaktion ($^3He,d$) zur Bestimmung von absoluten spektroskopischen Faktoren geeignet ist.

Setzt man für $N(^3He,d)$ den experimentell bestätigten Wert von Bassel[19] (s. Gl. 3.13) in Gl. (5.6) ein, so erhält man unter der Annahme (5.4) für die Normierungskonstante:

(5.7) $$N(^3He,d) = 53 \cdot 10^4 \text{ MeV}^2 \text{ fm}^6 \pm 15\%$$

Hiermit können auch mit Hilfe der Dreiteilchenreaktion ($^3He,\bar{d}$) über die Beziehungen (3.22) oder (3.23) absolute spektroskopische Faktoren ermittelt werden.

Wegen der unterschiedlichen Normierungen der Wellenfunktionen für das gebundene Deuteron und das ungebundene Singulett-Deuteron sind die Normierungskonstanten $N(^3He,d)$ und $N(^3He,\bar{d})$ in ihrer physikalischen Bedeutung nicht vergleichbar.

Während die Deuteronenwellenfunktion über ein Volumenintegral normiert ist[19], ist die Streuwellenfunktion für das ungebundene Singulett-Deuteron (Gl. 2.7) so normiert, daß die asymptotische Wellenfunktion (2.8) den Normierungsfaktor

eins hat. Der Unterschied in der Normierung zeigt sich in den verschiedenen Dimensionen (fm^3) von $N(^3He,d)$ und $N(^3He,\bar{d})$.

Diskussion

Die Protonenstripping-Reaktion ($^3He,\bar{d}$) mit drei Teilchen im Ausgangskanal wurde von Bohne et al.[3] am Targetkern ^{10}B und in dieser Arbeit detaillierter an dem Kern ^{13}C untersucht.

In beiden Fällen zeigte sich, daß der Reaktionsverlauf - bei kleinen Neutron-Proton-Relativenergien - charakterisiert ist durch einen direkten Protonenstripping-Prozeß und eine Neutron-Proton-Endzustandswechselwirkung.

Die Annahme, daß das Singulett-Deuteron "$\bar{d}$" bei kleinen Relativenergien E_{np} wie ein kompaktes Teilchen behandelt werden kann, wird durch die erfolgreiche "Zwei-Teilchen"-DWBA-Analyse der Winkelverteilungen und der relativen Übergangsstärken für verschiedene Endzustände gerechtfertigt.

Die räumliche Korrelation der Neutron-Proton-Paare erklärt sich durch die attraktive Nukleon-Nukleon-Kernkraft und die Nähe des Pols für den antigebundenen Neutron-Proton-Singulettzustand.

Die Endzustandswechselwirkung zwischen den auslaufenden Neutron-Proton-Paaren kann, analog zu der freien Neutron-Proton-Streuung, mit einfachen Näherungsmodellen (Kap. 2.2) beschrieben werden.

Es könnte daher auch in Strippingreaktionen möglich sein, Nukleon-Nukleon-Streuparameter zu bestimmen. Ein Vorzug gegenüber anderen Methoden wäre, daß die Energieabhängigkeit der Produktionsamplitude für das Zweiteilchen-Subsystem recht genau bekannt ist, wie die DWBA-Rechnungen mit

unterschiedlichen optischen Potentialen gezeigt haben. Allerdings können durch den ebenfalls ablaufenden sequentiellen Prozeß große Unsicherheiten auftreten.

Mit der in dieser Arbeit definierten und experimentell relativ zu $N(^3He,d)$ bestimmten energieunabhängigen Normierungskonstante $N(^3He,\bar{d})$ lassen sich - wie am Beispiel der $^{10}B(^3He,\bar{d})^{11}C$-Reaktion gezeigt wurde - absolute spektroskopische Faktoren ermitteln.

Für das Verhältnis der Normierungskonstanten $N(^3He,\bar{d})$ zu $N\ (^3He,d)$ ergab sich mit der in Gl. (3.17) definierten Radialwellenfunktion für das ungebundene Neutron-Proton-Subsystem: $N(^3He,\bar{d})/N(^3He,d) = 12\ fm^3$.

Nachdem am Beispiel der Proton-Strippingreaktion $(^3He,\bar{d})$ gezeigt worden ist, daß sich das Singulett-Deuteron bei kleinen Relativenergien E_{np} wie ein kompaktes Teilchen verhält und die Dreiteilchenreaktion deshalb in einfacher Weise analysiert werden kann, eröffnen sich viele Anwendungsmöglichkeiten, in denen sich mit Hilfe des Singulett-Deuterons "$\bar{d}$" neue spektroskopische Erkenntnisse gewinnen lassen.

Ein erstes Ergebnis wurde aus dieser Arbeit durch den Vergleich der Reaktionen $(^3He,\bar{d})$ und $(^3He,d)$ an dem Targetkern ^{13}C gewonnen.

Es zeigte sich, daß-obwohl es Hinweise auf Isospineffekte in Proton-Strippingreaktionen gibt - hier keine gefunden wurden. Wünschenswert wären CCBA-Rechnungen für die drei Protonentransferreaktionen (d,n), $(^3He,d)$ und $(^3He,\bar{d})$ zum Endkern ^{14}N, in denen eine Isospinwechselwirkung in Form eines Isospinaustauschterms t x T x U (r) berücksichtigt werden kann. Erst dann wären quantitative Aussagen möglich.

Literaturverzeichnis

1) W. Ebenhöh,
Nucl. Phys. A191 (1972) 97

2) B. L. Cohen, E. C. May, T. M. O'Keefe, C. L. Fink,
Phys. Rev. 179 (1968) 962

3) W. Bohne, M. Hagen, H. Homeyer, H. Lettau, K. H. Maier,
H. Morgenstern, J. A. Scheer,
Phys. Rev. Lett. 24 (1969) 1028
H. Homeyer, Dissertation, HMI-P Berlin, 1970

4) G. C. Phillips, T. A. Griffy, L. C. Biedenharn,
Nucl. Phys. 21 (1960) 327

5) K. M. Watson,
Phys. Rev. 88 (1952) 1163

6) A. B. Migdal,
Soviet Phys. JETP 1 (1955) 2

7) R. H. Siemssen, G. C. Morrison, B. Zeidman, H. Fuchs,
Phys. Rev. 16 (1966) 1050

8) R. Coker. T. Tamura,
Phys. Rev. 182 (1969) 1277

9) W. Bohne, H. Hagen, H. Homeyer, K. H. Maier, H. Lettau,
H. Morgenstern, J. Scheer,
Phys. Rev. 2 (1970) 2072

10) G. C. Ohlsen,
Nucl. Inst. Meth. 37 (1965) 240

11) M. C. Goldberger, K. M. Watson, Collision Theory
Wiley, New York (1964)

12) J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, Theoretische Kern-
physik, Teubner, Leipzig (1959)

13) R. Jost, W. Kohn,
Phys. Rev. 87 (1952) 977

14) H. M. Nussenzweig,
Nucl. Phys. 11 (1959) 499

15) J. C. van der Weerd, T. R. Canada, C. L. Fink,
B. L. Cohen,
Phys. Rev. C3 (1970 66

16) E. M. Henley, Proceedings of the Conference on
Isobaric Spin in Nuclear Physics, Tallahassee,
Florida, 1966, Herausgeber J. C. Fox, D. Robson,
Academic Press, New York

17) J. P. Burq, J. C. Cabrillant, M. Chemarin, B. Ille,
G. Nicolai,
Nucl. Phys. A179 (1972) 371

18) N. K. Glendenning,
Ann. Rev. Nucl. Sc. 13 (1963) 191

19) R. H. Bassel,
Phys. Rev. 149 (1966) 791

20) R. H. Bassel, R. M. Drisko, G. R. Satchler,
Oak Ridge National Laboratory Report (preliminary)
"The Code JULIE", ORNL 3240 (1962)

21) H. Kluge,
Diplomarbeit, HMI-P Berlin (1971)

22) H. Homeyer,
Diplomarbeit, HMI-P Berlin (1967)

23) M. S. Livingston, H. A. Bethe,
Rev. Mod. Phys. 9 (1937) 263

24) G. Röschert,
Diplomarbeit, HMI-P Berlin (1965)

25) D. Hahn,
Diplomarbeit, HMI-P Berlin (1973)

26) L. Frevert,
HMI-Bericht B-110, Berlin (1971)

27) D. Hilscher, B. Hollmann, G. Röschert,
Jahresbericht, HMI-P Berlin (1969)

28) W. Bohne, H. Homeyer, H. Lettau, H. Morgenstern,
J. A. Scheer,
Nucl. Phys. A156 (1970) 93

29) C. D. Swarz, G. E. Oven, "Fast Neutron Physics",
herausgegeben von J. B. Marion, J. L. Fowler,
Academic Press, New York, (1960), part 1, p. 211

30) C. Zupancic,
Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 330

31) K. Dietrich, Theorie der Dreikörperreaktionen,
Institutsbericht, II. Institut für Experimental-
physik, Abteilung van de Graaff, Hamburg (1968)

32) R. Santo, DWBA-Analyse direkter Kernreaktionen,
Winterschule der DPG, Schleching (1970)

33) P. D. Kunz, DWBA-Code: DWUCK, University of Colorado
(1967), unveröffentlicht.
Änderungen: Nucl. Research Centre, University of
Alberta (1967), G. Röschert, HMI-P Berlin (1970),
Laborbericht

34) G. R. Satchler, Lecture Notes for 1965 Summer Institute
for Theoretical Physics, University of Colorado,
Boulder, Colorado

35) F. Perey, B. Buck,
Nucl. Phys. 32 (1962) 353

36) E. M. Kellogg, R. W. Zurmühle,
Phys. Rev. 152 (1966) 890

37) W. Fitz, R. Jahr, R. Santo,
Nucl. Phys. A101 (1967) 449

38) C. H. Holbrow, R. Middleton, B. Rosner,
Phys. Rev. 152 (1966) 970

39) T. K. Lim,
Nucl. Phys. A129 (1969) 259

40) T. Tamura,
Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 321

41) A. M. Lane,
Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 171

42) R. E. Textor, V. V. Verbinski,
Code O5S: Monte Carlo code for calculating pulse-height distributions due to monoenergetic neutrons incident on organic scintillators, Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-4160 (1968)

43) J. A. Cookson,
Phys. Lett. 27B (1968) 619

44) R. E. Beneson, B. Yaramis,
Phys. Rev. 129 (1963) 720

Diese Arbeit wurde am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin GmbH, unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. K. H. Lindenberger und der Betreuung von Herrn Prof. Dr. J. A. Scheer durchgeführt.

Für ihre Hilfe danke ich den Herren H. Fuchs, W. Bohne, D. Hahn, D. Hilscher, H. Homeyer, P. Lettau, R. Lipperheide, Q. Liu, H. Morgenstern und J. A. Scheer.

L e b e n s l a u f

Am 15.2.1943 wurde ich in Breslau geboren. Im Winter 1944 siedelten wir nach Ergolding, Kreis Landshut, in Niederbayern um, wo ich ab 1949 die Grundschule besuchte.
Ab 1953 besuchte ich die Oberrealschule Landshut und machte 1962 das Abitur.
Vom Wintersemester 1962 an studierte ich an der Freien Universität Berlin Physik.
Seit dem Winter 1967 arbeite ich im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin. Die Diplomprüfung legte ich 1969 mit einer Arbeit über "Untersuchung von Zuständen der Kerne $^{37,39,41}K$ mit Hilfe der Reaktionen $^{36,38,40}Ar(d,n)^{37,39,41}K$" ab und war anschließend überwiegend mit dem Studium von Dreiteilchenreaktionen beschäftigt.